ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. Н. КОНДРАТЬЕВ, Г. И. НОВИКОВА, В. Б. ДЕДОВ и Л. Л. ГОЛЬДИН

α-РАСПАД Pu^{238}

Знание интенсивностей α-распада на последовательные уровни, принадлежащие к одной ротационной полосе, позволяет сделать важные выводы о форме дочерних ядер [1]. В связи с этим представляет интерес накопление экспериментального материала по данному вопросу.

Наиболее точные значения интенсивностей α-распада получаются при непосредственном измерении интенсивностей α-переходов при помощи магнитного α-спектрометра или ионизационной камеры. Исследование интенсивностей при помощи других методов (например, по γ—γ-совпадениям) иногда приводит к большим ошибкам.

Слабость переходов на уровни 4^+, 6^+ и т. д. заставляет выбирать для изучения на α-спектрометре в первую очередь сравнительно короткоживущие вещества.

В настоящей работе исследовались высшие возбужденные ротационные состояния U^{234}, проявляющиеся при α-распаде Pu^{238}. Работа проводилась на магнитном α-спектрометре Академии наук СССР. К началу нашей работы при помощи α-спектрометра были исследованы только переходы на основной уровень U^{234} и на два возбужденных уровня с энергиями 43,5 и 143 keV соответственно [2]. Методом γ—γ-совпадений были обнаружены еще два уровня с энергиями 296 [2] и 499 keV [3].

Pu^{238} был получен как продукт α-распада Cm^{242}, образовавшегося при облучении Am^{241} в потоке медленных нейтронов. Разделение элементов произведено хроматографическим методом. Достигнуто полное разделение плутония и америция, так что в снятых α-спектрах α-линий Am^{241} вообще не обнаружено.

Были проведены две серии измерений продолжительностью в 40 и 110 час. Полученные α-спектры приведены на рис. 1. Обнаружены α-линии с энергиями 5,3521 и 5,208 MeV. Интенсивности соответствующих переходов составляют $0{,}13 \pm 0{,}01$ % и $(5 \pm 1)\cdot 10^{-3}$ %. В области энергий от 5,210 до 5,350 MeV нет других линий с интенсивностью больше $2\cdot 10^{-3}$ %.

Слабая α-линия с энергией 5,208 MeV не может быть объяснена никакими примесями в источнике. Она, несомненно, принадлежит Pu^{238}.

Кроме того, была заново измерена энергия основной α-линии Pu^{238} относительно Po^{210}; для энергии α-частиц Po^{210} принято значение 5,2978 MeV [4]. Результаты всех измерений представлены в таблице. Ошибка в энергии α-частиц Po^{210} не включена в ошибку измерений.

Линия	Энергия α-линии, MeV	Энергия уровня, keV	Интенсивность перехода, %	Спин и четность уровня
α_0	$5{,}4912 \pm 0{,}001$	0	$71{,}1 \pm 1{,}2$	0^+
α_{44}	$5{,}4482 \pm 0{,}001$	$43{,}7 \pm 1$	$28{,}7 \pm 1{,}2$	2^+
α_{142}	$5{,}3521 \pm 0{,}001$	$141{,}5 \pm 1$	$0{,}13 \pm 0{,}01$	4^+
α_{288}	$5{,}208 \pm 0{,}005$	288 ± 5	$(5 \pm 1)\cdot 10^{-3}$	6^+

Найденные уровни хорошо укладываются в обычную для четно-четных ядер ротационную схему. Действительно, экспериментальное от-

ношение энергий последовательных уровней составляет 1 : 3,24 : 6, что хорошо совпадает с теоретическим отношением 1 : 3,33 : 7,0. На с новании этого совпадения мы считаем все обнаруженные уровни ротац онными и приписываем им параметры 0^+, 2^+, 4^+ и 6^+ соответственн

Уровень с энергией 499 keV [3] также хорошо укладывается в рот ционную схему, если ему приписать спин 8 и положительную че ность.

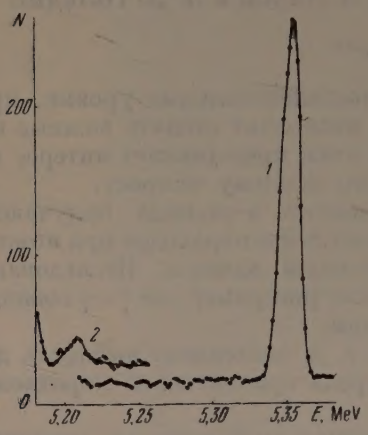


Рис. 1

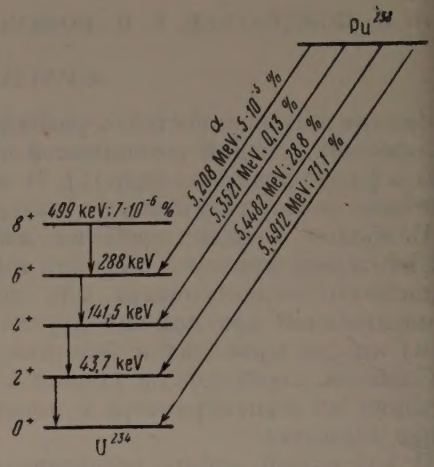


Рис. 2

Рис. 1. α-Спектр Pu^{238} в области 5,3 MeV (слева виден передний край главных α-линий Pu^{239} и Pu^{240}): *1* — 40-часовая съемка, *2* — 110-часовая съемка

Рис. 2. Схема α-распада Pu^{238} и уровней U^{234}

В работе Азаро и Перлмана [2] проведено исследование полных коэффициентов конверсии γ-лучей, сопровождающих α-распад Pu^{238}. Согласно этим данным, γ-переходы с уровня 43,5 keV на основной и с уровня 143 keV на уровень 43,5 keV принадлежат к типу $E2$, что согласуется с параметрами 2^+ и 4^+ этих уровней.

Характеристики уровня 2^+ определялись также Е. Ф. Третьяковым (частное сообщение) по отношению интенсивности $(L_I + L_{II})$ электронов конверсии к интенсивности электронов конверсии на оболочке L_{III}.

Схема уровней U^{234}, составленная на основании всех известных до настоящего времени данных, изображена на рис. 2.

Мы рады поблагодарить Е. Ф. Третьякова за проведение проверочных β-спектроскопических измерений, И. И. Агапкина, Г. И. Гришука и В.В.Титову за помощь в проведении измерений и в обработке результатов.

Цитированная литература

1. Адельсон-Вельский Г. М., Бирзгал А. П., Пилия А. Д., Гольдин Л. Л., Тер-Мартиросян К. А., Доклад на VII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. — 1957.
2. Asaro F., Perlman I., Phys. Rev., 94, 381 (1954).
3. Perlman I., Rasmussen J. O., UCRL-3424.
4. Агапкин И. И., Гольдин Л. Л., Доклад на VII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. — 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

И. И. АГАПКИН и Л. Л. ГОЛЬДИН

ЭНЕРГИЯ α-ЧАСТИЦ Po^{210}

Введение

Как известно, магнитные α-спектрометры позволяют сравнивать энергии изучаемых α-частиц с энергией α-частиц, испускаемых веществами — реперами, с точностью порядка долей keV. Абсолютные энергии α-частиц для реперов приводятся в таблицах [1] с точностью порядка 1 keV, причем принято думать, что относительные значения энергий для реперов известны с еще существенно лучшей точностью. Тем не менее, результаты для одних и тех же групп α-частиц, полученные разными авторами, иногда существенно расходятся, в особенности, если работа ведется по разным реперам. Укажем в качестве примера, что для энергии главной группы α-частиц Am^{241} Азаро, Рейнольдс и Перлман [2] приводят значение 5476,6 $\pm$ 2 keV (в качестве репера использовалась Em^{222} (Tn)), а Гольдин, Третьяков и Новикова [3] — значение 5482,0 $\pm$ 0,6 keV (репер — Po^{210}). В связи с этим было предпринято новое измерение энергии α-частиц Po^{210}.

1. Экспериментальная часть

Измерения производились на магнитном α-спектрометре Академии наук СССР, конструкция которого была описана ранее [4]. Этот спектрометр хорошо приспособлен для относительных измерений энергии, поскольку источник и коллектор α-частиц располагаются в области магнитного поля (что позволяет избежать неопределенности, связанной со входом и выходом частиц из поля), напряженность магнитного поля невелика (6—7 тысяч Oe) и имеется возможность менять магнитное поле таким образом, чтобы сравниваемые α-частицы проходили при экспозициях в точности одинаковые пути. Радиальная неоднородность магнитного поля, связанная с применением двойной фокусировки, не позволяет, однако, производить абсолютных измерений энергии.

Держатель источников имел два плеча, на каждое из которых помещалось по источнику. Любой из источников мог устанавливаться перед входной щелью прибора. Фотографическая кассета имела 5 держателей для пластинок, из которых использовалось только 2. Каждый источник экспонировался на свою пластинку.

Каждое измерение состояло из четырех экспозиций, производившихся в следующем порядке: 1) источник *A* экспонировался на пластинку в первом держателе, 2) источник *B* экспонировался на пластинку во втором держателе, 3) пластинки в держателях заменялись чистыми, 4) источник *B* экспонировался на пластинку в первом держателе, 5) источник *A* экспонировался на пластинку во втором держателе. При переходе от источника *A* к источнику *B* и обратно магнитное поле изменялось так, чтобы пики ложились на середины пластинок.

Усреднение координат пиков по съемкам *1* и *5* для источника *A* и по съемкам *2* и *4* для источника *B* позволяло автоматически исключить зависимость положения пиков от номера держателя пластинки и избежать ошибок, связанных с возможными медленными температурными изменениями конфигурации магнитного поля.

Положение пиков определялось при помощи счета числа треков на фо топластинках. Для увеличения статистики число треков усреднялось по трем полосам [4] (ширина полосы 0,2 мм). Вычисление энергии произво дилось по экстраполированному переднему краю пиков, для экстраполя ции использовался участок пика между 0,2 и 0,8 полной высоты.

Для измерения магнитного поля служила обтекаемая током рамка снабженная противовесом и зеркальцем [4]. Ток рамки измерялся потен циометром. При расчетах энергии пиков использовалась экспериментальн найденная «цена» 1 мм на фотографической пластинке, равная $0{,}970 \cdot 10^{-3}$ энер гии, соответствующей середине пластинки. Пики никогда не смещались более чем на 2 мм от середины пластинки.

Источники приготовлялись путем испарения в вакууме радиоактив ных веществ (Po^{210} и Ra^{224}) с накаленной нити на стеклянную подложку. Во всех измерениях репером служил Ra^{224} (ThX), энергия α-части которого, согласно [1], равна 5681,4 + 1,1 keV.

2. Результаты и их обсуждение

Наиболее существенным возможным источником ошибок может яв ляться несоответствие среднего значения магнитного поля $H_{ср}$, проходи мого α-частицами, и поля H_1 в том месте, где установлен измеритель маг нитного поля. Трудно, однако, предположить, чтобы эти величины н были пропорциональны друг другу (что только и является существенным при относительных измерениях). Поскольку такая непропорциональность могла бы возникнуть только от неодинакового насыщения разных участ ков полюсов, она должна особенно сильно проявляться при больших полях. Для контроля была измерена энергия α-частиц Po^{216} (ThA), ко торая оказалась равной 6775,6 keV (табличное значение [1] — 6774,6 ± ± 1,3 keV). Прекрасное согласие результатов для частиц такой высокой энергии доказывает пропорциональность $H_{ср}$ и H_1.

Специальные опыты показали, что измеренная энергия α-частиц не зависит от того, на каком держателе установлен источник. Была также проверена зависимость измеренной энергии от возраста источников. Срав нение энергии двух свежих полониевых источников привело к согласию в пределах 0,3 keV. При сравнении двух старых источников, один из ко торых был изготовлен за 30, а другой за 90 суток до опыта, измеренные значения энергии отличались на целых 5 keV, а полуширины пиков были соответственно равны 1,88 и 2,36 мм.

Результаты опытов по измерению энергии Po^{210} представлены в табл. 1. В последнем столбце таблицы приведена разность Δ собственных полу ширин пиков Po^{210} и Ra^{224}, вычисленная по формуле

$$\Delta = \sqrt{(\Delta Po^{210})^2 - (\Delta Ra^{224})^2}.$$

Эта формула учитывает, что измеренная ширина α-линии складывается из приборной ширины линии (главная часть) и «собственной» ширины источ-

Таблица 1

Измерения энергии α-частиц Po^{210}

№ опыта	Измеренная энергия, keV	Ширина щели у источника, мм	Средняя полуширина линии, мм		Разность полуширин, мм
			Po^{210}	Ra^{224}	
1	5297,6±1,4	0,83	2,24	2,31	−0,56±0,33
2	5298,5±0,6	0,83	2,15	2,33	−0,90±0,16
3	5296,4±0,2	0,83	2,29	2,06	+1,02±0,14
4	5294,9±0,2	1,49	2,43	2,19	+1,03±0,23
5	5299,9±0,3	0,99	1,91	1,93	−0,27±0,37

ника (добавка). Как показывает наш опыт, сложение полуширин происходит квадратами.

Результаты опыта представлены на рис. 1, где по оси абсцисс отложена разность полуширин α-линий Po^{210} и Ra^{224}, а по оси ординат — измеренная энергия α-частиц Po^{210}. Сравнение, проведенное при равной полуширине пиков, дает для энергии α-частиц Po^{210} величину 5297,8 ± 1,5 keV (с учетом табличной ошибки 1,1 keV в энергии α-частиц Ra^{224}, служившего репером). Табличное значение энергии α-частиц Po^{210} (см. [1]) равно 5300,6 ± 2,6 keV.

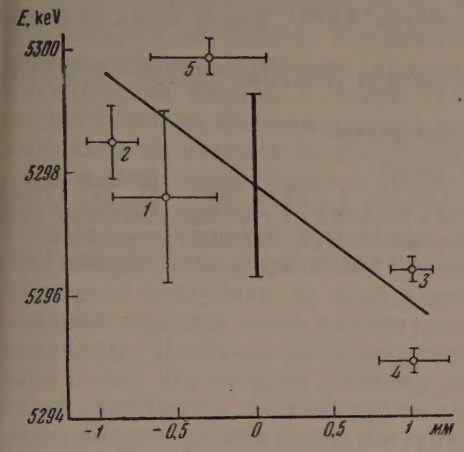


Рис. 1. Зависимость измеренной энергии α-частиц Po^{210} от разности полуширин α-линий Po^{210} и Ra^{224} (на рисунке указаны статистические ошибки опыта)

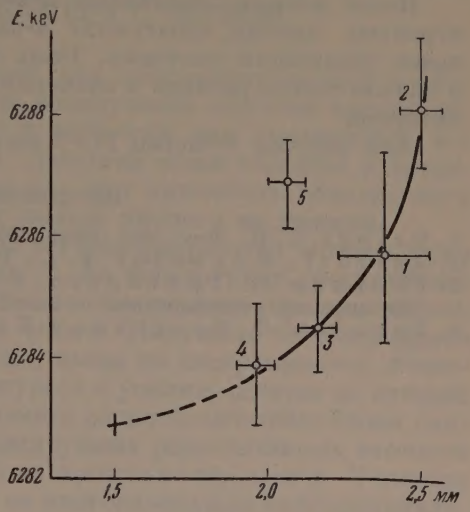


Рис. 2. Зависимость измеренной энергии Em^{220} (Tn) от полуширины α-линии (на рисунке указаны статистические ошибки опыта)

В табл. 2 представлены результаты измерения энергии α-частиц Em^{220} (Tn), произведенные по тому же реперу Ra^{224}. В последней графе указаны полуширины, приведенные к входной щели 0,83 мм. Поскольку «приведение» ширин вводит трудно учитываемые ошибки, к результатам опытов 4 и 5 следует относиться с известной осторожностью.

Таблица 2

Измерения энергии α-частиц Em^{220} (Tn)

№ опыта	Измеренная, энергия, keV	Ширина щели у источника, мм	Средняя полуширина линии, мм		Приведенная полуширина линий, мм Em^{220}
			Em^{220}	Ra^{224}	
1	6285,7±1,7	0,83	2,39	2,31	2,39±0,15
2	6288,1±1,2	0,83	2,51	2,33	2,51±0,07
3	6284,5±0,7	0,83	2,17	2,05	2,17±0,06
4	6283,9±1,0	1,49	2,33	2,19	1,97±0,06
5	6286,9±0,7	0,99	2,14	1,93	2,07±0,06

Как следует из табл. 2, полуширина линий дочерней Em^{220} всегда больше полуширины пиков материнского Ra^{224}, причем изменение разности полуширин от опыта к опыту лежит в пределах ошибок измерений. Это исключает возможность однозначного сравнения энергий Em^{220} и Ra^{224}.

На рис. 2 изображена зависимость измеренной энергии Em^{220} (Tn) от полуширины α-линии. График показывает, как осторожно следует относиться к отождествлению измеренной энергии с истинной.

Экстраполяция кривой к приборной полуширине линии (1,5 мм) дает для энергии α-частиц Em^{220} значение 6282,4 keV в прекрасном согласии с табличным значением 6282,3 $\pm$ 1,3 keV. Следует, однако, отметить, что бесконечно тонкие источники отнюдь не дают наилучшего значения энергии, поскольку бесконечно тонким является в этом случае распределение только материнского Ra^{224}, но не дочерней Em^{220}. При толстых источниках разница в распределении материнского и дочернего веществ перестает играть роль, но начинает сказываться разница в поглощении частиц разной энергии.

Наши данные заставляют думать, что энергия α-частиц Em^{220} и, вероятно, других «дочерних» α-излучателей может лежать несколько выше табличного значения. Быть может, с этим связана и отмеченная в начале статьи разница в значениях энергии Am^{241}, измеренных разными авторами.

Для энергии α-частиц Po^{210} мы предлагаем значение 5297,8 $\pm$ 1,5 keV.

Цитированная литература

1. Briggs G. H., Rev. Mod. Phys., **26**, 1 (1954).
2. Asaro F., Reynolds F. L., Perlman I., Phys. Rev., **87**, 277 (1952).
3. Гольдин Л., Третьяков Е., Новикова Г., Сессия Академии наук по мирному использованию атомной энергии. — Изд. АН СССР, М., 1955.
4. Гольдин Л., Третьяков Е., Изв. АН СССР, Сер. физич., **22**, 859 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

С. А. БАРАНОВ, А. Г. ЗЕЛЕНКОВ и Ю. Ф. РОДИОНОВ

ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА С СЕТКОЙ

В последние годы разработан целый ряд спектрометрических приборов большой светосилы, основанных на ионизующем действии излучений. Широкое распространение получили, в частности, так называемые ионизационные камеры с сеткой [1—5]. Действие сетки сводится к устранению влияния положительных ионов так, что амплитуда электронного импульса не зависит от направления вылета частицы из мишени.

В нашей лаборатории в 1952—1953 гг. был разработан прибор этого типа. Схема камеры приведена на рис. 1. Ее конструкция обеспечивала возможность взаимной замены четырех α-радиоактивных источников при сохранении физических условий опыта. Импульсы с собирающего электрода поступают на вход усилителя, затем на дискриминатор, позволяющий обрезать часть амплитуды импульса и усилить остаток до нужной величины. Необходимость введения такого радиотехнического блока связана с тем, что энергии α-частиц анализируемых радиоактивных изотопов часто отличаются друг от друга всего на несколько процентов. С выхода дискриминатора импульсы поступают на многоканальный дифференциальный амплитудный анализатор.

Общим преимуществом ионизационных камер является их большая светосила (до 50 %). Основной характеристикой таких установок следует считать разрешающую способность. Предел разрешающей способности прибора определяет ионизационный стреглинг, величина которого по оценкам Фано [6] составляет приблизительно 8 keV (среднее квадратичное отклонение) для α-частиц с энергией 5 MeV. Другими факторами, влияющими на разрешающую способность прибора, являются шумы входной лампы усилителя, поглощение α-частиц в слое мишени, эффект образования отрицательных ионов, изменение коэффициента усиления усилителя в зависимости от величины фронта импульса и неполное вытягивание электронов электрическим полем из отверстий коллиматора.

Разрешающую способность прибора в значительной мере определяет величина шумов первой лампы усилителя. Основной вклад дает дробовой эффект, величина которого пропорциональна емкости входа усилителя. Для уменьшения шумов цепь накала предусилителя питалась постоянным током. Первая лампа (6Ж1П) была включена как триод, так как оказалось, что шумы в этом случае приблизительно на 30 % меньше. Была снята зависимость величины шумов от напряжения накала первой лампы (рис. 2). Напряжение накала было выбрано в 3,5 V; дальнейшее понижение его нежелательно, так как оно связано со значительным уменьшением коэффициента усиления. Существенного уменьшения шумов можно достигнуть путем сужения полосы пропускания усилителя. Выбор оптимальной частотной характеристики производился по минимуму ширины распределения амплитуд импульсов от α-частиц полониевой мишени (рис. 3 и 4). Вклад шумов в разрешающую способность прибора определялся следующим образом. На вход усилителя, соединенного с камерой, через емкость 1 pF или непосредственно на сетку камеры подавались импульсы с амплитудой ~1 mV от специального генератора. Стабильность амплитуды импульсов генератора проверялась отдельно. Амплитуда

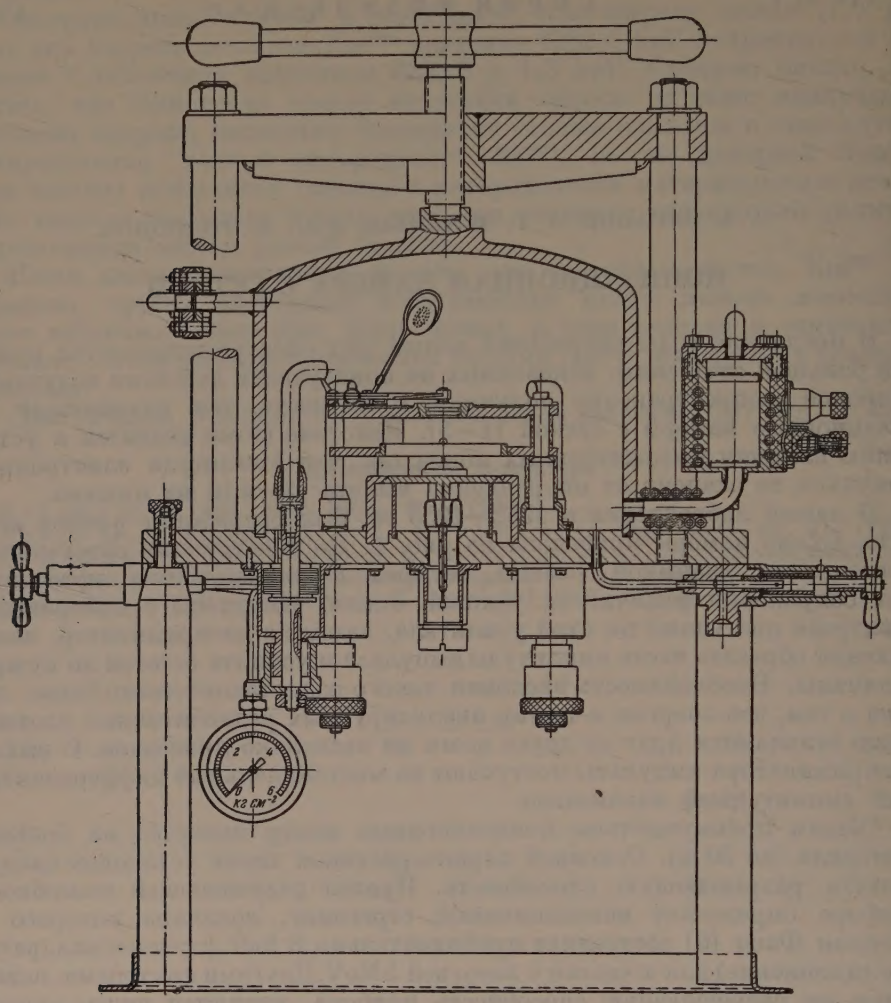


Рис. 1. Схема ионизационной камеры с сеткой

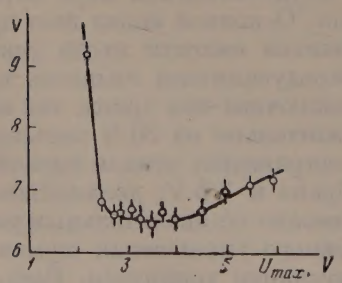


Рис. 2

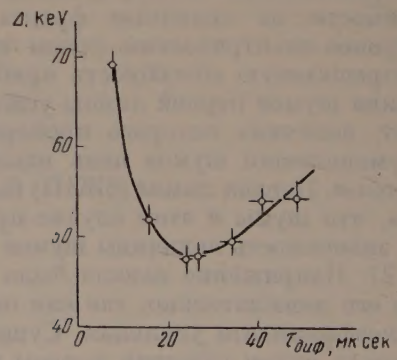


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость приведенного значения шума от напряжения накала первой лампы предусилителя

Рис. 3. Зависимость полуширины распределения Δ амплитуд импульсов α-частиц Po^{210} от постоянной времени τ дифференцирующей цепочки при $C_{инт} = 100$ pF

подбиралась приблизительно равной амплитуде импульсов от α-частиц полониевого источника. Таким методом можно было точно измерить вклад шумов в разрешающую способность прибора. Для данной установки стандартное отклонение распределения искусственных импульсов составляет $9{,}0 \pm 0{,}5$ keV (~ 3 μV).

Существенным фактором, влияющим на разрешающую способность ионизационной камеры, является образование отрицательных ионов вследствие прилипания электронов к молекулам примесей электроотрицательных газов. Поставляемый промышленностью химически чис-

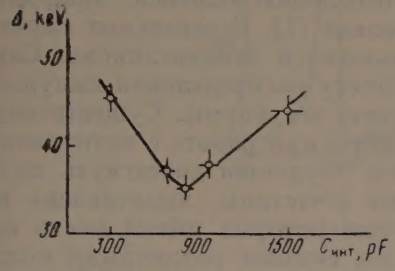


Рис. 4

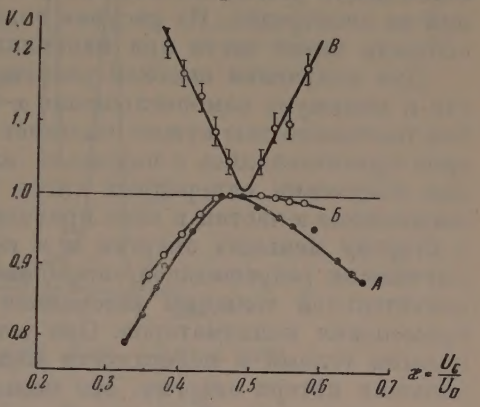


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость полуширины распределения Δ амплитуд импульсов α-частиц Po^{210} от верхней границы полосы пропускания усилителя при $\tau_{диф}=25$ мксек. По оси абсцисс отложено значение емкости $C_{инт}$ в интегрирующей цепочке

Рис. 5. Зависимость амплитуды V импульсов α-частиц Po^{210} ($А$, $Б$) и полуширины их распределения Δ (кривая $В$) от соотношения напряжений на сетке (U_c) и высоковольтном электроде U_a в производительных единицах: $А$ — для камеры старой конструкции, $Б$ и $В$ — для камеры новой конструкции

тый аргон, который используется нами для наполнения камеры, содержит, как оказалось, значительное количество указанных примесей. Было обнаружено, что за время измерений амплитуда импульсов постепенно уменьшалась на несколько десятков процентов и значительно ухудшалась разрешающая способность. Чтобы исследовать более детально влияние эффекта образования отрицательных ионов, была снята зависимость амплитуды импульсов и разрешающей способности установки от соотношения напряжений на электродах. Эти измерения позволили экспериментально определить оптимальное соотношение напряжений на электродах и величину эффекта образования отрицательных ионов ($\sim 40\,\%$). Оптимальное соотношение напряжений на сетке и высоковольтном электроде найдено равным $(U_c / U_a) = 0{,}49$, что находится в хорошем согласии с расчетами по формуле Бунемана [1] $U_c / U_a \geqslant 0{,}48$. Здесь U_c — напряжение на сетке, U_a — напряжение на высоковольтном электроде по отношению к собирающему. Расстояние от высоковольтного электрода до сетки составляет 25 мм, от сетки до собирающего электрода — 15 мм. Давление газа в камере составляло ~ 3 атм. Для уменьшения эффекта образования отрицательных ионов были увеличены напряжения на электродах камеры и из ее объема были удалены все органические материалы. Далее, в конструкцию камеры был добавлен кальциевый очиститель, содержащий металлический кальций, нагреваемый до температуры 350—400°. Действие очистителя основано на конвекции. Введение этого элемента позволяет производить дополнительную очистку аргона в процессе работы. Было найдено, что после проведения такой очистки (3—4 часа) амплитуда импульсов значительно возрастает и сохраняется постоянной в течение недели. Кривые зависимости амплитуды импульсов от соотношения напряжений на электродах камеры представлены на рис. 5 ($А$, $Б$). Они

имеют явно выраженный максимум. Резкий спад кривых слева обусловлен захватом части электронов сеткой, спад кривых справа обусловлен эффектом образования отрицательных ионов. Из рисунка видно, что этот эффект значительно уменьшился после введения перечисленных выше мер (кривая *Б*) по сравнению с первой конструкцией камеры (кривая *А*) и не превышает по оценкам 5 %. Кривая *В* отражает зависимость разрешающей способности установки последней конструкции от соотношения напряжений на электродах. Из рисунка видно, что наилучшая разрешающая способность имеет место при максимальной амплитуде импульса.

Для получения высокой разрешающей способности очень важно свести к минимуму самопоглощение α-частиц в слое мишени, поэтому с особой тщательностью нужно отнестись к изготовлению мишеней. Чаще всего слои приготовлялись с помощью электролиза [7]. В остальных случаях для получения однородных слоев использовался этиленгликоль. Самопоглощение α-частиц в слое приводит к сдвигу распределения импульсов в сторону меньших энергий и к искажению его формы. Существенного улучшения разрешающей способности камеры при работе с источниками значительной толщины (несколько мкг $см^{-2}$) удается достигнуть путем применения коллиматоров. Они устраняют α-частицы, вылетающие под малыми углами к поверхности мишени, для которых имеют место наибольшие потери энергии. Мы пользовались самыми различными коллиматорами со стенкой толщиной от 0,3 до 1 мм и отверстиями диаметром от 0,3 до 1 мм. Выбор коллиматора зависит от типа задачи, необходимого разрешения и активности источника. Нами применялось также коллимирование пучка α-частиц путем наложения на мишень диска с отверстием диаметром 10 мм (толщина диска 1 мм). С помощью такого коллиматора было получено распределение α-частиц Po^{210} с полушириной ~50 keV (стандартное отклонение 20—21 keV.) Было замечено, что даже в случае достаточно тонких источников наблюдается сдвиг распределения по энергии в несколько десятков keV в зависимости от использования того или иного типа коллиматора. Это можно объяснить лишь неполным вытягиванием электронов из отверстий коллиматоров. Для уменьшения этого эффекта целесообразно применять коллиматоры минимальной толщины. В качестве таких коллиматоров были использованы специальные травленые сетки, подобные тем, что описаны в работе [5]. Толщина сеток составляла 50—60 μ, диаметр отверстий 140—160 μ. Применение таких сеток дало существенное улучшение разрешающей способности. На рис. 6 представлены спектры α-частиц U^{233} ($E_\alpha = 4{,}83$ MeV), Pu^{239} ($E_\alpha = 5{,}15$ MeV), а также Am^{241}($E_\alpha = 5{,}47$ MeV), который использовался нами в качестве эталона. Здесь же приведено энергетическое распределение α-частиц Po^{210} (5,30 MeV). Оценка стандартного отклонения этого распределения дала величину $15{,}0 \pm 0{,}5$ keV (полуширина ~35 keV). В качестве иллюстрации достигнутой разрешающей способности на рис. 7 и 8 представлены спектры α-частиц Pu^{238} и Th^{230}, каждый из которых обнаруживает две группы тонкой структуры ($\Delta E_1 \approx 40$ и $\Delta E_2 \approx 70$ keV).

Итак, в настоящее время основной вклад в ширину распределения импульсов α-частиц полониевого источника дают ионизационный стреглинг (8 keV) и шумы усилителя (9 keV). Все остальные факторы дают вклад ~9 keV. Для достижения предельной разрешающей способности ионизационного прибора (~8 keV) необходимо в первую очередь существенно уменьшить шумы усилителя, что требует постановки специальных работ.

Таким образом, в настоящем виде установка представляет собой совершенный прибор, очень полезный в целом ряде работ и особенно для анализа микроколичеств α-активных изотопов. Большая светосила прибора при достаточно высокой разрешающей способности позволяет проводить на нем исследования, доступные только этой методике. Так, студентом МГУ А. А. Ваньковым в нашей лаборатории было выполнено измерение спектрометрических $\alpha - \gamma$-совпадений при распаде Np^{237}. α-Ча-

стицы регистрировались ионизационной камерой, а γ-лучи — на сцинтил-ляционном спектрометре. На многоканальный анализатор поступали лишь те импульсы от α-частиц, которые шли в совпадении с γ-лучами определен-

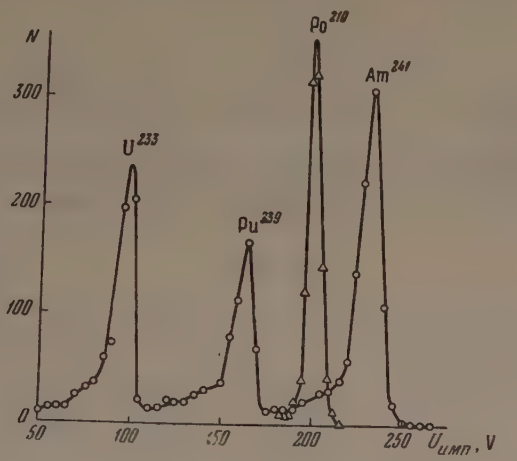


Рис. 6. Спектры α-частиц U^{233}, Pu^{239}, Am^{241} и Po^{210}

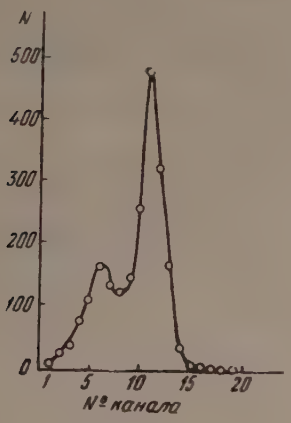


Рис. 7. Спектр α-частиц Th^{230}

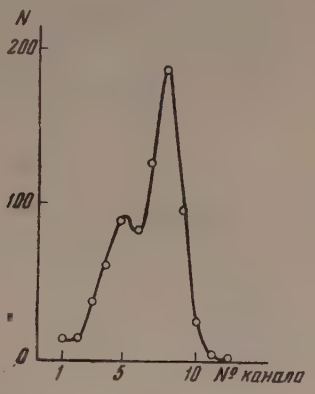


Рис. 8. Спектр α-частиц Pu^{238}

ной энергии. Подобная методика позвсляет получить очень ценные данные о схеме распада α-активных долгоживущих изотопов и о мультипольностях соответствующих переходов дочернего ядра.

Цитированная литература

1. Bunemann O., Granshaw T. E., Harvey J. C., Can. J. Res. A27, 191 (1949).
2. Granshaw T. E., Harvey J. A., Can. J. Res. A26, 243 (1948).
3. Chiorso A., Jaffey A. H., Robinson M., Weissbourd B., The Transuranium Elements, 1949.
4. The Actimide Elements. Edited by G. T. Seaborg and J. J. Katz (1954).
5. Engelkemeir D. W., Magnusson L. B., Rev. Sc. Instr., 26, 3, 295 (1955).
6. Fana U., Phys. Rev. 72, 26 (1947).
7. Яковлев Г. И., Чулков П. М., Дедов В. Б., Косяков В. Н., Соболев Ю. П., Атомная энергия, 5, 131 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

К. Я. ГРОМОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

СПЕКТРЫ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ ТУЛИЯ

Введение

После облучения танталовой мишени быстрыми протонами (Ep = = 660 MeV) из нее химически были выделены редкоземельные элементы, а затем хроматографически [1] — фракция тулия. Спектр конверсионных электронов изучался при помощи кэтрона Радиевого института [2] при следующих условиях: приемная щель 0,5 мм, пленка на входном окне камеры счетчика пропускала электроны, начиная с 3,5 keV, приборная относительная полуширина $R = 0{,}6\,\%$. Источник изготовлялся путем выпаривания молочнокислого тулия, нанесенного на одну сторону алюминиевой полоски размерами $1 \times 10 \times 0{,}005$ мм. Градуировка прибора в этих измерениях основывалась на конверсионных линиях In^{114}, Ce^{144} и Yb^{169}, энергия которых измерялась тщательно Корком и др. [3—6] и Куком и др. [7]. Среднее отклонение градуировочных точек от плавной кривой — 0,3 %.

Таблица 1

Данные таблиц Сиборга о нейтронодефицитных изотопах тулия

A	Достоверность идентификации A и Z	Тип распада	T
165	A	K	29 час
166	A	K, β^+	7,7 час
167	A	K	9,6 дня
168	A	K, β^-	85 дней

Облучение танталовой мишени протонами и выделение тулия производилось трижды. Первое и второе облучения продолжались около часа каждое, третье—несколько месяцев. Хроматографическое разделение выполнялось в первый и второй раз примерно через 30 час после облучения, в третий — через неделю. Измерения на кэтроне начинались через 3—5 час после разделения. В спектрах конверсионных электронов тулиевой фракции наблюдались линии с периодами полураспада < 10 час, ~ 29 час, ~ 9 дней и ~ 55 дней. Эти периоды довольно близки к приведенным в таблицах Сиборга [8] (табл. 1); это обстоятельство упрощает идентификацию линий.

1. Конверсионные элементы Tu^{168}

Мы начнем рассмотрение результатов с наиболее долгоживущего изотопа Tu^{168}. Самые четкие данные о нем были получены с третьим препаратом (долгое облучение). После того как все более короткоживущие активности тулиевой фракции значительно ослабли, в спектре конверсионных электронов четко проявились четыре слабые линии. Самая сильная из них создавала в счетчике спектрометра всего около 75 имп $мин^{-1}$. Все эти линии изображены на рис. 1, а данные приведены в табл. 2. Уже при беглом обзоре рис. 1 возникает предположение, что изображенные на нем линии — это K-, L- и M-линии одного перехода. Наиболее четко обрисованы линии a и d, которые мы будем считать K- и M-линиями.

По величине разности $K - M$ (55,1 keV) нетрудно убедиться в том, что переход совершается в ядре с $Z = 68$. Приняв $Z = 68$ (Er), мы полу-

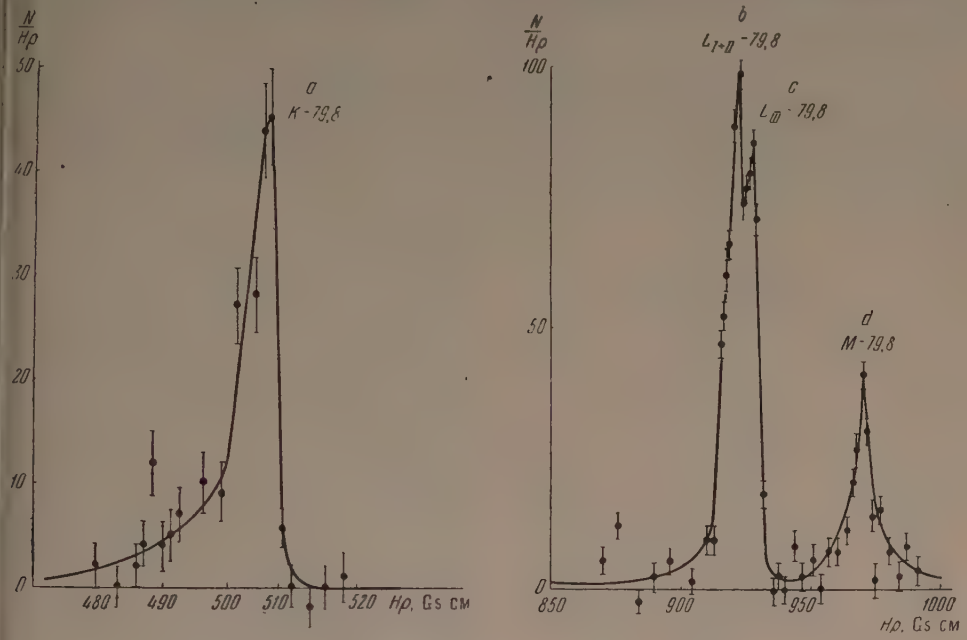


Рис. 1. Конверсионные электроны Tu^{168}

Таблица 2

Экспериментальные результаты изучения конверсионных электронов, приведенных на рис. 1

	Энергия электронов, keV				Относительная интенсивность конверсионных линий
	Линия *a*	Линия *b*	Линия *c*	Линия *d*	
I серия	— *	70,1	70,1	77,4	(—)*:1,53 : 1,66: 1,0
II серия	22,4	70,6	71,4	77,6	1,47 : 1 66 : 2,16 : 1,0
Средние значения	22,4	70,3	71,3	77,5	(1,47±0,15) : (1,60±±0,16) : (1,91 ±±0,16) : 1
Энергия связи ($Z = 68$)	57,5	9,3	8,4	2,2	
Энергия перехода	79,9	79,6	79,7	79,7	
Среднее значение по *K*- и *L*-линиям			79,8		

* В первой серии измерений *a*-линия не обнаружена.

чаем энергию перехода $h\nu = 79{,}8$ keV. Обратимся теперь к линиям b и c, изображенным на рис. 2. Стрелками указано положение конверсионных линий L_{I}, L_{II} и L_{III}, рассчитанное для $h\nu = 79{,}8$ keV и $Z = 68$. Рисунок показывает, что линии b и c должны быть интерпретированы как линии конверсии на L_{II}- и L_{III}-подоболочках.

Экспериментальная кривая должна быть разложена на три компоненты подобной формы, соответствующие линиям L_{I}, L_{II} и L_{III}. Результаты разложения показаны на рис. 2. Соответствующие площади определяют собой соотношение интенсивностей, приведенное в табл. 2.

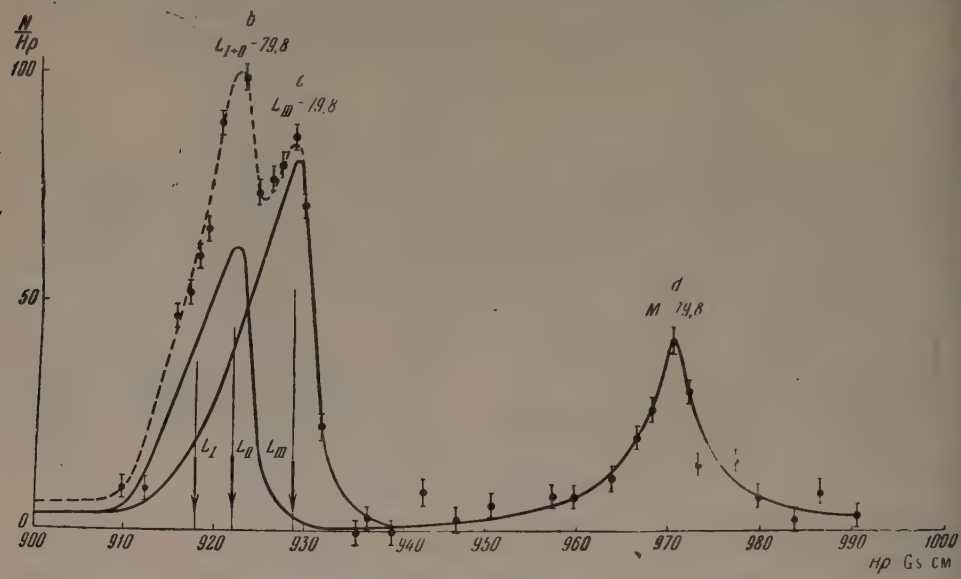


Рис. 2. Конверсионные линии b, c и d Tu^{168}

Ввиду того что L_{I} и L_{II} линии не разрешились, в таблице дан верхний предел интенсивности линии L_{I}.

Соотношение интенсивностей линий K, L_{I}, L_{II} и L_{III} может служить для определения мультипольности перехода. В табл. 3 соотношение интенсивностей этих линий сравнивается с теоретическими соотношениями для разных мультиполей. При вычислении теоретических значений были использованы коэффициенты конверсии на K-оболочке по таблицам Слива и Банд [9]. Значения коэффициентов конверсии на L_{I}-, L_{II}- и L_{III} подоболочках получены Г. Драницыной путем интерполяции значений, приведенных в таблицах Розе [10]. В связи с тем что в таблицах Розе коэффициенты конверсии на L_{I}-оболочке даны лишь для пяти, а на L_{II}- и L_{III}-оболочках — для трех значений Z, точность интерполяции по Z невелика и ошибка в определении коэффициентов внутренней конверсии на L_{I}-, L_{II}- и L_{III}-подоболочках (особенно L_{II} и L_{III}) может достигать 30%.

Таблица 3

Относительные интенсивности конверсионных линий перехода $h\nu = 79{,}8$ keV

	K	L_I	L_{II}	L_{III}
Экспериментальные	1	$<0{,}17$	1,08	0,65
$E1$	1	0,09	0,02	0,03
$E2$	1	0,07	0,72	0,51
$E3$	1	0,83	34,5	13,5
$M1$	1	1,30	0,12	0,15
$M2$	1	0,65	0,07	0,16

Из таблицы следует, что переход может быть однозначно идентифицирован как переход типа $E2$.

Два измерения, разделенные промежутком в один месяц, показали, что интенсивность линий спадает с периодом полураспада ~ 55 дней. Хотя это определение и неточно, оно позволяет приписать наблюденные линии изотопу Tu^{168}. Этот изотоп был открыт Вилкинсоном и Хиксом [11]; по их измерениям период полураспада равен 85 ± 2 дня.

Вилкинсон и Хикс, основываясь на кривых поглощения, утверждали, что в излучении Tu^{168} имеются электроны с энергиями 160 и 500 keV и γ-лучи с энергиями 210 и 850 keV. В наших измерениях конверсионные электроны с указанными энергиями не наблюдались (верхний предел для интенсивности электронной линии ~ 500 keV — 2% от L-линии 79,8 keV; оценить верхний предел для электронов 160 keV мы не можем, так как при этой энергии в наших измерениях еще имелись электроны с энергией 150 keV девятидневного Tu^{167}). Техника хроматографического разделения такова, что всегда можно опасаться примеси изотопов с Z на 1 или на 2 больше, чем у изучаемой фракции. Поэтому необходимо было убедиться в отсутствии в препарате Yb^{169} ($T = 33$ дня) и $Lu^{171, 173, 174}$ ($T > 150$ дней) (все остальные изотопы Yb и Lu имеют период полураспада меньше 9 дней). Определения верхнего предела содержания Yb и Lu, сделанные по K-линиям 178 keV Yb^{169} [12] и 78,7 keV Lu^{173} [13], показали, что участие Yb и Lu в наблюдавшихся на опыте линиях Tu^{168} не превышает 3% для L-линии 79,8 keV и 0,75% для K-линии 79,8 keV.

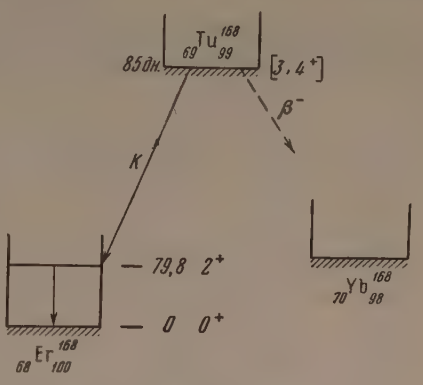


Рис. 3. Схема распада Tu^{168}

Так как конверсионные электроны соответствуют только одному переходу $h\nu = 79{,}8$ keV, то естественно предположить, что распад Tu^{168} происходит по схеме рис. 3. Расположение первого уровня Tu^{168} не вызывает удивления: у всех четно-четных ядер в этом районе Z первый уровень лежит на высоте около 80 keV.

При кулоновском возбуждении Er α-частицами была обнаружена γ-линия 79 keV. Ввиду того что облучалась смесь изотопов, нельзя утверждать, что наблюдавшаяся линия принадлежала Er^{168}; скорее всего, она принадлежала всем изотопам $Er^{(162, 164, 166, 168, 170)}$, в том числе и Er^{168}. Также не вызывает удивления и обнаруженная на опыте мультипольность типа $E2$: все первые возбужденные уровни четно-четных ядер принадлежат к типу 2^+ и, следовательно, переход на основной уровень должен быть типа $E2$.

Остается неясным, происходит ли K-захват на основной уровень и на уровень 4^+ Er^{168}. Ответ на этот вопрос могло бы дать изучение электронов Оже (в наших измерениях Оже-электроны Tu^{168} не обнаружены) или измерение относительных интенсивностей линии $h\nu = 79{,}8$ keV и рентгеновского K- и L-излучения. Отношение двух последних интенсивностей могло бы указать на роль L-захвата, а это может позволить определить энергию перехода.

Отметим, что согласно методу, предложенному Пекером [14], можно предсказать спин Tu^{168}. У ядер этого изотопа 69 протонов и 99 нейтронов. Спин Tu^{169}, имеющего также 69 протонов, равен $^1/_2$, а спин Er^{167}, имеющего 99 нейтронов, равен $^7/_2$. По Пекеру, спин Tu^{168} должен быть равен 3 или 4. Исходя из этого, можно считать, что захват на основной уровень Tu^{168} (типа 0^+) гораздо менее вероятен, чем на уровень 79,8 keV. С большей вероятностью можно было бы ожидать возбуждения второго ротационного уровня Tu^{168} (типа 4^+). Отсутствие такого возбуждения должно указывать на малую разность масс Tu^{168} и Er^{168}.

Согласно нашим измерениям, интенсивность K-линии перехода 184 keV меньше 5 % интенсивности K-линии 79,8 keV. Учитывая коэффициенты конверсии для переходов $h\nu = 79$ keV и $h\nu = 184$ keV, мы можем утверждать, что интенсивность перехода 184 keV не больше 30 % интенсивности перехода 79,8 keV. Исследование спектра γ-лучей Tu^{168} должно уточнить нашу оценку. Возможно, впрочем, что уровень 264 keV и не возбуждается.

Неясно, какова относительная вероятность β^--распада Tu^{168}. Не следует забывать, что Yb^{168} устойчив и, следовательно, β^--ветвь обязательно должна существовать.

2. Конверсионные электроны Tu^{167}

В спектрах конверсионных электронов всех трех образцов были обнаружены линии, интенсивность которых спадала с периодом около 9 дней. Эти линии естественно приписать Tu^{167}, период полураспада которого равен $(9{,}6 \pm 0{,}1)$ дня по измерениям Вилкинсона и Хикса [11] и 9,4 дня по измерениям Хандлея и Олсона [15]. Массовое число установлено Митчелом и Темпльтоном [16] на масс-спектрометре по времени полета. Относительно излучения Tu^{167} к началу настоящей работы было известно, что γ-спектр Tu^{167} состоит из линий с энергией 49, 115, 202, 515 и 720 keV с относительными интенсивностями 1,0, 0,02, 0,29, 0,09, 0,18. Эти данные получили Нервик и Сиборг [17] при помощи сцинтилляционного спектрометра. Возбужденное состояние Er^{167} с энергией возбуждения 210 keV и временем жизни 2,5 сек было найдено в 1956 г. при облучении Er быстрыми нейтронами [18] и жесткими γ-лучами [19]. γ-Переходы в Er^{167} с энергиями 350 и 700 keV найдены при β^--распаде Ho^{167} [20].

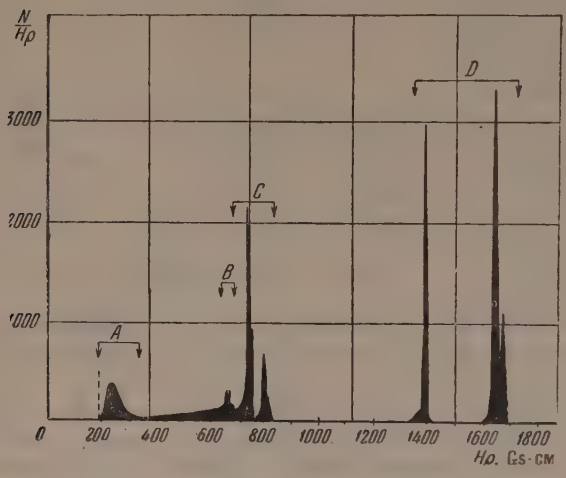


Рис. 4. Конверсионные электроны Tu^{167}

На рис. 4 изображен спектр конверсионных электронов девятидневного тулия, полученный с третьим препаратом; приведение к одному времени сделано по периоду 9,6 дня. Линии получались довольно интенсивными: на самой сильной из них скорость счета достигала 10 000 имп $мин^{-1}$. Примесь Tu^{165}, получающегося с малой активностью, в районе рассматриваемых линий пренебрежимо мала (меньше 0,01 %). Короткоживущие активности не проявлялись: на месте самой сильной линии Tu^{165} (185 keV) превышения над фоном не наблюдалось. Верхний предел примеси Yb и Lu оценивался по K-линиям 178 keV Yb^{169} [12] и 78,7 keV Lu^{173} [13] и оказался ниже 0,1 %. В спектре наблюдаются две группы электронов Оже (A и B) и две группы конверсионных линий (C и D).

Группа D. Начнем рассмотрение с группы D (рис. 5 и табл. 4). Средний разброс значений энергии составляет всего 0,2 keV; точность определения энергии, если учесть погрешность в градуировке, 0,6 keV. Сразу очевидно, что линии группы D — это линии конверсии на K-, L-, M- и N-оболочках. По величине разности $K - M$, равной 56,2 keV, нетрудно убедиться в том, что переход совершается в ядре с $Z = 68$.

γ-Переход с энергией $h\nu = 210$ keV происходит также при разрядке возбужденного состояния ядра Er^{167}, которое обнаружено в [18, 19].

Прибавляя к энергии K-линии энергию связи K-оболочки, получаем значение энергии этого перехода: $h\nu = (207{,}5 \pm 0{,}6)$ keV.

Найденное на опыте соотношение интенсивностей конверсионных линий $K : L : M : N$ равно $(0{,}71 \pm 0{,}03) : 1 : (0{,}24 \pm 0{,}02) : (0{,}07 \pm \pm 0{,}01)$. Обращает на себя внимание малая величина отношения K/L.

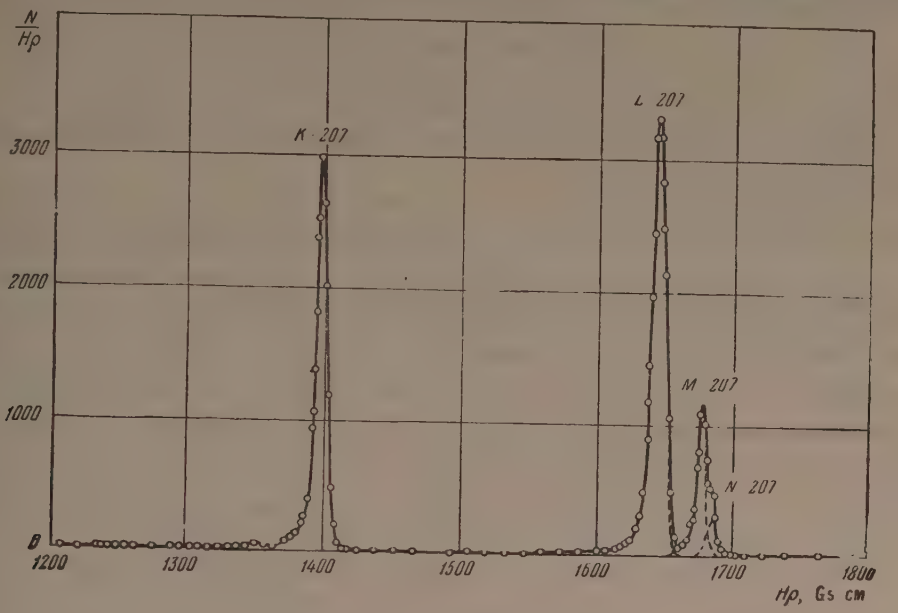


Рис. 5. Группа D конверсионных электронов Tu^{167}

Таблица 4

Экспериментальные результаты изучения D-группы конверсионных линий Tu^{167}

№ облучения	R прибора, %	K-линия		L-линия		M-линия	N-линия	$I_K : I_L : I_M : I_N$
		$R_{эксп}$, %	E_{e^-}	$R_{эксп}$, %	E_{e^-}	E_{e^-}	E_{e^-}	
I (короткое)	0,9	0,9	149,7	1,0	198,5	205,9	—	0,68 : 1 : 0,29*
II (короткое)	0,6	0,8	149,7	0,8	198,8	206,0	207,5	0,74 : 1 : 0,24 : 0,08
III (длинное)	0,6	0,5	150,3	0,65	199,2	206,3	207,8	0,72 : 1 : 0,25 : 0,06
Среднее значение энергии электронов			150,0		198,8	206,1	207,8	$(0{,}71 \pm 0{,}03) : 1 : (0{,}24 \pm 0{,}02) : (0{,}07 \pm 0{,}01)$
Энергия связи ($Z = 68$)			57,5		9,3	2,2	0,4	
Энергия γ-квантов			207,5		208,1	208,3	208,2	

* В опыте I разделения M- и N-линий не производилось; указанное число относится к сумме $M + N$.

Сравнение этого отношения с его теоретической величиной для разных мультиполей может быть произведено при помощи табл. 5. Экспериментальное значение ближе всего лежит к теоретическому для $E3$. Однако возможны смеси. Так как различные способы интерполяции могут давать значения, отличающиеся на 30 %, то, опираясь только на отношение K/L, нельзя исключить переходы, для которых:

$\Delta I=3$, четность меняется ($E3+M4$),
$\Delta I=3$, четность не меняется ($E4+M3$),
$\Delta I=4$, четность меняется ($E5+M4$).

Для выбора между этими возможностями должны быть привлечены дополнительные аргументы.

А. Спин Er^{167} измерен [21] и оказался равным $^7/_2$. Так как возбужденные состояния со спином $^{15}/_2$ в этой области ядер не встречаются, то третью возможность следует исключить.

Таблица 5

Сравнение экспериментального значения K/L с теоретическими при $Z=68$ и $h\nu=207{,}5$ keV

Эксперимент	$E1$	$E2$	$E3$	$E4$	$E5$
0,71	6,8	2,6	0,91	0,27	0,15
	$M1$	$M2$	$M3$	$M4$	$M5$
	6,2	4,3	2,6	1,2	0,3

Б. Ширина суммарной L-линии при первых двух предположениях оказывается близкой к экспериментальной и помочь в выборе не может.

В. В [18] дается экспериментальное значение коэффициента конверсии перехода 210 keV на K-оболочке: $\alpha_K = 0{,}55 \pm 0{,}10$. Это значение хорошо согласуется с теоретическим для чистого $E3$ перехода, равным 0,49 (для $M3$ $\alpha_K = 6{,}3$). Вилкинсон и Хикс нашли на опыте отношение чисел конверсионных электронов и γ-квантов с энергией 210 keV равным 7,5. Это значение резко отличается от значения 1,45, основанного на α_K и $K/L+M+N$; мы полагаем, что число Вилкинсона и Хикса неправильно.

Г. Мы произвели сравнение экспериментальных и теоретических значений периода полураспада относительно γ-перехода 207 keV. Значения приведены в табл. 6.

Таблица 6

Сравнение экспериментальных и теоретических значений частного периода полураспада состояния 207,5 keV Tu^{167} относительно γ-излучения

Тип перехода	$T_{\text{теор}}$*, сек	$T_{\text{эксп}}$**, сек
$E3$	0,5	5
$E4$	$1{,}9\cdot10^{10}$	23
$M3$	220	25
$M4$	$1{,}4\cdot10^{5}$	110

Как видно из таблицы, теоретические и экспериментальные значения близки по величине для $E3$ и $M3$ и сильно отличаются для переходов типа $M4$ и $E4$ и, следовательно, в указанных выше возможных смесях ($E3+M4$ или $E4+M3$) примеси $M4$ и $E4$ должны быть невелики.

Таким образом, приведенные в пунктах В и Г аргументы позволяют сделать заключение, что переход 207,5 keV есть либо чистый $E3$-переход, либо $E3$ с малой примесью $M4$; иначе говоря, переход идет с изменением спина на 3 единицы и с изменением четности. Спин основного состояния

* Теоретические значения, рассчитанные по формулам, приведенным в статье Мосьцковского из [10].

** Экспериментальные значения, вычисленные по формуле $T_{\text{эксп}}=T\ (1+\alpha)$, где T — экспериментальное значение периода полураспада состояния [18, 19], равное 2,5 сек, α — полный коэффициент конверсии (использовалось теоретическое значение для каждой мультипольности).

Er^{167} равен $^7/_2$, а четность, согласно модели Моттельсона и Нильсена, «+». Таким образом, для уровня 207,5 keV Er^{167} выбор должен быть сделан между характеристиками $^{13}/_2^-$ и $^1/_2^-$. Мы делаем его в пользу $^1/_2^-$, так как: а) в этой области ядер не известно ни одного состояния $^{13}/_2$ и б) при спине $^{13}/_2$ трудно объяснить отсутствие нормального электрического дипольного перехода на уровень 172 keV Er^{167}, который, по-видимому, имеет характеристику $^{11}/_2^+$.

Группа *C*. В табл. 7 представлены экспериментальные результаты изучения конверсионных линий группы *C* (рис. 6). Разброс значений энергии не превышает 0,2 keV, точность определения энергии с учетом погрешности в градуировке — 0,4 keV. Линии группы *C*, по-видимому, следует

Таблица 7

Экспериментальные результаты изучения *C*-группы конверсионных линий Tu^{167}

№ излучения	$R_{прив}$, %	*L*1-линия		L_{II}-линия		L_{III}-линия		*M*-линия		*N*-линия	
		E_{e^-}	*I*	E_{e^-}	*I*	E_{e^-}	*I*	E_{e^-}	*I*	E_{e^-}	*I*
II (короткое)	0,6	47,2	2,7	—	—	48,5	1,1	54,9	1	56,3	0,16
III (длинное)	0,6	46,9	2,1	47,3	0,66	48,3	0,85	54,6	1	56,3	0,16
Средние значения		47,0	2,1± ±0,1	47,3	0,7± ±0,1	48,4	1,0± ±0,2	54,7	1	56,1	0,16± ±0,02
Энергия связи (Z=68)		9,8		9,3		8,4		2,2		0,45	
Энергия перехода		56,8		56,6		56,8		56,9		56,6	

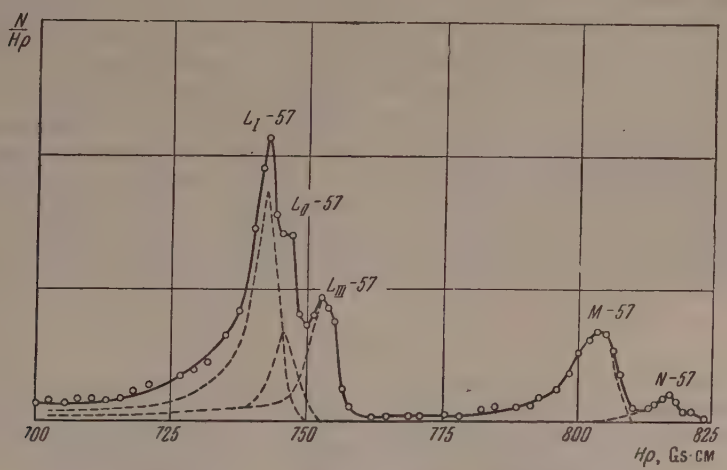


Рис. 6. Группа *C* конверсионных электронов Tu^{167}

идентифицировать как линии внутренней конверсии на L_I-, L_{II}- и L_{III} подоболочках (эти линии полностью не разрешены) и линии конверсии на *M*- и *N*-оболочках. Опыты Городинского, Мурина и Покровского [22] показали, что наблюдаются γ — γ-совпадения между импульсами в сцинтилляционных спектрометрах, когда в каждом из них выделен участок

спектра $h\nu = 40$—60 keV. Эти совпадения можно трактовать как совпадения γ-линии с $h\nu = 56{,}7$ keV с рентгеновскими лучами. Это означает, что переход $h\nu = 56{,}7$ keV происходит в Er, а не в Tu. Если учесть энергию связи всех оболочек, как это сделано в табл. 7, то получается $h\nu = 56{,}7 \pm 0{,}1$ keV, а учитывая погрешность в градуировке, $h\nu = 56{,}7 \pm 0{,}4$ keV.

При определении положения перехода $h\nu = 56{,}7$ keV в схеме распада Tu^{167} нужно учесть следующие обстоятельства.

У Er^{167}, по-видимому, имеется ротационная группа уровней 0 ($^7/_2^+$); 80 ($^9/_2^+$); 172($^{11}/_2^+$). Первый уровень при кулоновском возбуждении Er выделить не удалось, так как он совпадает с первым уровнем более распространенных изотопов Er (его положение вычислено по второму уровню); второй установлен по кулоновскому возбуждению [23]. Между этими уровнями и уровнем 207,5 keV Er^{167} разности, близкой к 56,7 keV, нет. Предположить, что уровень 56,7 keV является первым возбужденным состоянием Er^{167}, нельзя: если спин этого уровня $< {}^7/_2$, то на него происходила бы разрядка уровня 207,5 keV Er^{167}, а если спин $> {}^7/_2$, то он не возбуждался бы при распаде Er^{167} ни непосредственно (как не возбуждаются уровни $^9/_2^+$ и $^{11}/_2^+$), ни через более высокие уровни (нет достаточно интенсивных γ-лучей). Точно так же нельзя расположить его выше уровней $h\nu = 80$ и 172 keV, так как в этом случае были бы интенсивные γ-лучи с $h\nu = 80$ keV или 172 keV. Расположить его много выше уровня 207,5 keV нельзя, так как опять-таки нет других интенсивных γ-лучей. Поэтому остается расположить этот переход непосредственно над уровнем 207,5 keV, введя состояние с энергией возбуждения $264{,}2 \pm 1{,}0$ keV.

Для выяснения типа перехода $h\nu = 56{,}7$ keV мы должны обратиться прежде всего к соотношению интенсивностей конверсионных линий группы C. Предположив, что форма линий L_{I}, L_{II}, L_{III} и N подобна форме линии M, наиболее четко выделяющейся, из кривой рис. 5 можно было найти соотношение интенсивностей линий группы C:

$$L_{\text{I}} : L_{\text{II}} : L_{\text{III}} : M : N = (2{,}1 \pm 0{,}1) : (0{,}7 \pm 0{,}1) : (1{,}0 \pm 0{,}2) : 1 : (0{,}16 \pm 0{,}02).$$

Соотношение L_{I}: L_{II}: L_{III} можно сравнить с теоретическими соотношениями при разных квантовых характеристиках уровня 264,2 keV Er^{167}. Эти соотношения, найденные по таблицам Драницыной, приведены в табл. 8, из данных которой можно заключить, что характеристики $^1/_2^-$ и $^7/_2^+$ можно исключить, так как невозможно подобрать смесь, при которой соотношение L_{I}: L_{II}: L_{III} было совместимо с экспериментальным.

В табл. 9 представлены данные о числе γ-лучей 56,7 keV на один распад Er^{167} и об отношении интенсивности γ-лучей 207,5 keV и суммарной интенсивности γ-лучей 56,7 keV и рентгеновых лучей, рассчитанные для разных характеристик уровня 264,2 keV. Расчет выполнен на основании наших относительных интенсивностей конверсионных линий переходов 56,7 и 207,5 keV:

$$(I_{L_{\text{I}}} + I_{L_{\text{II}}} + I_{L_{\text{III}}})_{56{,}7} : I_{L\text{-}207{,}5} = 0{,}75$$

и теоретических значений коэффициентов конверсии. Сопоставление расчетных данных с экспериментальными результатами [22] позволяет однозначно выбрать характеристику уровня 264,2 keV ($^3/_2^-$).

Исключение характеристик $^7/_2^-$; $^5/_2^-$ и $^5/_2^+$ подтверждается еще и следующими дополнительными аргументами.

1. Нет прямого γ-перехода и конверсионного перехода 264,2 keV Er^{167} (конверсионных электронов с оболочки L от этого перехода по крайней мере в тысячу раз меньше, чем от перехода 207,5 Er^{167}).

Если бы характеристика была $^5/_2^\pm$, то переход был бы типов $E1 + M2$ или $E2 + M1$ и, вероятно, был бы заметен. Сила этого аргумента ослабляется тем, что уровни 264,2 keV и 0 keV Er^{167} могут принадлежать

к системам с разными K, а это может сильно ослабить вероятность перехода.

2. Из сравнения относительных интенсивностей конверсионных линий рис. 4 и интенсивностей γ-переходов по данным [17] видно, что вероятности K-захвата, приводящего к уровням 207,5 keV Er^{167} ($^1/_2^-$) и 264,2 keV Er^{167}, близки. Это исключает характеристики $^7/_2\pm$.

3. β-Распад Er^{167}, охотно идущий на основной уровень Er^{167} ($^7/_2^+$), не идет на уровень 264,2keV. Это также исключает $^7/_2\pm$.

В табл. 9 в последнем столбце приведены относительные числа K-захватов на уровне 264,2 и 207,5; для характеристики $^3/_2^-$ это отношение равно 34 : 66.

Группы *A* и *B*. Группы неразрешенных линий A и B образованы электронами Оже. Энергетическое положение группы A удовлетворительно согласуется с энергией $L-2M$; $L-MN$ и т. д. Оже-электронов, а положение группы B с энергией $K-2L$ Оже-электронов. Электроны Оже $K-LM$ и $K-LN$ попадают в область энергий, где расположены линии L_I, L_{II} и L_{III} группы C. Однако относительное число их мало, и при вычислении интенсивностей линий L_I, L_{II} и L_{III} они в расчет не принимались. Отношение интенсивностей линий $K-2L$ и L-207 равно $(0{,}13\pm\pm0{,}05):1$. Оно не может быть дано с большей точностью, так как нельзя достаточно точно разделить хвосты линий $K-2L$ и L-57.

Указанное отношение позволяет произвести оценку коэффициента кон-

Таблица 8

Теоретические соотношения $L_I : L_{II} : L_{III} : \gamma$ при разных характеристиках уровня 264,2 keV*

Характеристика уровня 264,2 keV	Тип перехода на уровень 207,5 keV	Соотношения $L_I : L_{II} : L_{III} : \gamma$		
		для перехода, упомянутого первым	для перехода, упомянутого вторым	для наилучшей смеси
$1/2^+$	$E1+M0$	1 : 0,39 : 0,63 : 7,7	нет конверсии	100% $E1$ —
				1 : 0,39 : 0,63 : 7,7
$1/2^-$	$E0+M1$	1 : $<10^{-2}$: 0 : 0	1 : 0,11 : 0,16 : 0,5	— —
$3/2^+$	$E1+M2$	1 : 0,39 : 0,63 : 7,7	1 : 0,12 : 0,28 : 0,02	95% $E1+5\%$ $M2$
				1 : 0,31 : 0,54 : 5,6
$3/2^-$	$E2+M1$	1 : 14 : 9 : 0,25	1 : 0,11 : 0,16 : 0,5	25% $E2+75\%$ $M1$
				1 : 0,32 : 0,28 : 0,44
$5/2^+$	$E3+M2$	1 : 120 : 27 : 0,1	1 : 0,12 : 0,28 : 0,02	15% $E3+85\%$ $M2$
				1 : 0,33 : 0,34 : 0,016
$5/2^-$	$E2+M3$	1 : 14 : 9 : 0,25	1 : 0,013 : 0,35 : 10^{-4}	65% $E2+35\%$ $M3$
				1 : 0,65 : 0,58 : 0,12
$7/2^+$	$E3+M4$	1 : 120 : 27 : 0,1	1 : 0,005 : 1,8 : 10^{-6}	— —
$7/2^-$	$E4+M3$	1 : 3000 : 360 : 10^{-5}	1 : 0,013 : 0,35 : 10^{-4}	80% $E4+20\%$ $M3$
				1 : 0,28 : 0,32 : 10^{-4}

* Экспериментальное соотношение $L_I : L_{II} : L_{III} = 1 : 0{,}33 : 0{,}48$.

Таблица 9

К определению характеристики уровня 264,2 keV Er^{167}

Характер уровня 264,2 keV	Наилучшая смесь	Число γ-лучей 56,7 keV на один распад Tu^{167}	Отношение интенсивностей γ-лучей (56,7 + X) и (207,5)	Отношение чисел K-захватов на уровни 264,2 и 207,5 keV
		Теория		
$1/2^+$	100% $E1$	0,75	1 : 0,2	100 : 0
$3/2^+$	95% $E1$+ 5% $M2$	0,66	1 : 0,2	84 : 16
$3/2^-$	25% $E2$+75% $M1$	0,07	1 : 0,35	34 : 66
$5/2^+$	15% $E3$+85% $M2$	0,002	1 : 0,37	22 : 78
$5/2^-$	65% $E2$+35% $M3$	0,012	1 : 0,37	22 : 78
$7/2^-$	80% $E4$+20% $M3$	10^{-4}	1 : 0,37	22 : 78
		Эксперимент		
Нервик и Сиборг [17]		(⩾0,05) *	1 : 0,29	—
Городинский, Мурин, Покровский [22]		0,09±0,02		—

версии для перехода 207,5 keV. Согласно [24], интенсивность $K-2L$-Оже-электронов составляет ~55% от всех K-Оже-электронов. Это число дано для серебра; за неимением более точных данных мы применяем его к эрбию. Таким образом, полная относительная интенсивность всех линий K-Оже-электронов равна

$$I_{K\text{-Оже}} : I_{L\text{-}207} = 0{,}25 \pm 0{,}09.$$

С другой стороны, число K-Оже-электронов равно числу вакансий на K-оболочке $n_в$, умноженному на выход Оже-эффекта a_K. Выход Оже-эффекта для Er ($Z = 68$) равен $0{,}07 \pm 0{,}01$ [15]. Число вакансий на K-оболочке $n_в$ равно числу K-захватов плюс число K-конверсионных электронов (в данном случае несомненно, что K-оболочка заполняется ранее, чем произойдет конверсия с периодом 2 сек). Так как в спектре конверсионных электронов Tu^{167} имеется только одна K-конверсионная линия K-207, то число K-конверсионных переходов будет определяться только этой линией.

Число K-захватов можно оценить следующим образом. Очевидно, что полное число случаев захвата атомных электронов не меньше числа переходов 207 keV. Захватом электронов L-, M- и более высоких оболочек в наших оценках можно пренебречь. Таким образом, число вакансий на K-оболочке, с одной стороны, равно числу K-Оже-электронов, деленному на выход Оже-эффекта.

$$n_в = \frac{I_{K\text{-Оже}}}{a_K}, \qquad (*)$$

с другой стороны, оно больше суммы числа случаев конверсии на K-оболочке перехода 207 keV и полного числа переходов 207 keV

$$n_в \geqslant I_{K\text{-}207} + (I_{K\text{-}207} + I_{L\text{-}207} + I_{M\text{-}207} + I_{N\text{-}207} + I_{\gamma\text{-}207}). \qquad (**)$$

* Оценка числа γ-лучей 56,7 keV на один распад Tu^{167} сделана нами по данным Нервика и Сиборга при предположении, что обнаруженный ими пик 115 keV есть суммарный от γ-лучей 56,7 keV и рентгеновских лучей.

Совмещая (*) и (**), получаем

$$I_{\gamma\text{-}207} \leqslant \frac{I_{K\text{-Оже}}}{a_K} - (2I_{K\text{-}207} + I_{L\text{-}207} + I_{M\text{-}207} + I_{N\text{-}207})$$

или

$$I_{\gamma\text{-}207} \leqslant +0{,}85 \pm 1{,}8.$$

Коэффициент конверсии перехода 207 keV на K-оболочке есть

$$\alpha_K = \frac{I_{K\text{-}207}}{I_{\gamma\text{-}207}},$$

Таблица 10

E, keV	$I_п/I_{207,5}$, %
115	$<0{,}5$
515	<2
720	<4

из сказанного выше следует, что

$$\alpha_K \geqslant \frac{0{,}71}{0{,}95} = 0{,}75,$$

$$\alpha_L \geqslant \frac{1}{0{,}95} = 1{,}05.$$

С этими значениями лучше всего согласуются теоретические коэффициенты конверсии для $E3$-перехода. Они равны $\alpha_K = 0{,}49$; $\alpha_L = 0{,}54$.

Конверсионные линии, соответствующие γ-переходам 115, 515 и 720 keV [11], не обнаружены. Результаты измерений позволяют утверждать, что интенсивность конверсионной линии L-115 меньше 0,1 % интенсивности линии L-207,5. Интенсивность конверсионных линий, соответствующих γ-лучам 515 и 720 keV, не более 0,03 % интенсивности линии L-207,5. Разделив приведенные значения предельных интенсивностей на

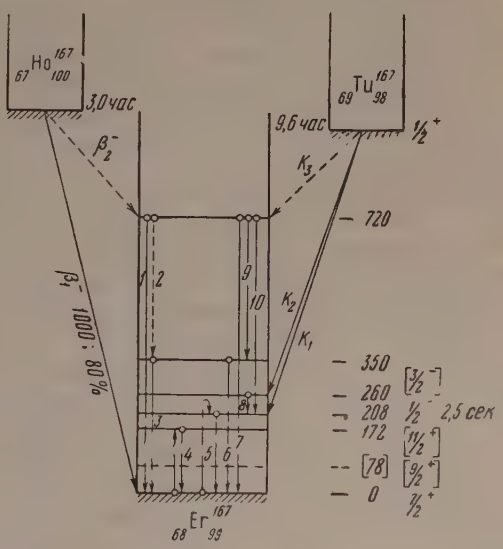


Рис. 7. Уровни Tu^{167}. γ-Лучи: *1* — 720, *2* — 370 keV и *3* — 350 keV — обнаружены при β-распаде Ho^{167}, *5* — 208 keV, *6* — 350 keV, *7* — 720 keV, *8* — 56 keV, *9* — 370 keV, *10* — 515 keV — обнаружены при распаде Tu^{167}; *4* — 172 keV — обнаружены при кулоновском возбуждении. γ-Лучи *5* — 208 keV обнаружены также при резонансном возбуждении Er γ-лучами и при облучении Er быстрыми нейтронами

наименьший при данной энергии коэффициент конверсии (для переходов типа $E1$), получим верхний предел отношения интенсивностей указанных переходов и перехода 207,5 keV (табл. 10).

На рис. 7 представлена схема распада Tu^{167}, представляющаяся нам наиболее вероятной.

3. Конверсионные электроны Tu^{165}

При изучении спектра конверсионных электронов тулиевой фракции были обнаружены линии, интенсивность которых спадала с периодом полураспада около 29 час. Об изотопе тулия, распадающемся с таким периодом, сообщали Хандли и Олсон [25] ($T = 24{,}5$ час) и Митчел и Темпльтон [16] ($T = 29$ час). Наши данные о периоде лучше согласуются со значением $T = 29$ час. Митчел и Темпльтон, используя масс-спектрометр, установили, что этому изотопу тулия следует приписать массовое число 165. В результате захвата атомного электрона ядром Tu^{165} образуется 10-часовой Er^{165} [26, 27], который в свою очередь K-захватом переходит в стабильный Ho^{165}.

Таким образом, в наших препаратах наряду с Tu^{165} находилось равновесное количество Er^{165}. Для того чтобы убедительно разделить излучение Tu^{165} и Er^{165}, следовало разделить эти вещества химически. Это было сделано Б. К. Преображенским: тулиевая фракция была повторно разделена хроматографически и из нее выделен эрбий. Активность препарата действительно убывала с периодом около 10 час, в согласии с табличным значением для Er^{165}. Об излучении Er^{165} было известно немного. В работе [26] утверждалось, что γ-лучей вообще нет, а в [28] были найдены γ-лучи с $h\nu = 1{,}1$ MeV (по поглощению).

Городинский, Мурин и Покровский исследовали излучение препарата Er^{165}, выделенного Преображенским, на сцинтилляционном γ-спектрометре и нашли, что имеется только одна линия с энергией 47 keV. Линия $h\nu = 1100$ keV, если есть вообще, то очень слабая. Несомненно, что линия $h\nu \approx 47$ keV в основном образована рентгеновскими лучами, образующимися при распаде Er^{165}. Основываясь только на этом опыте, нельзя исключить возможность существования ядерных γ-лучей с $h\nu \sim 47$ keV. Однако первые возбужденные состояния Ho^{165} хорошо известны: это ротационные состояния с энергией 94 и 216 keV. Таким образом, переход $h\nu \sim 47$ keV не может быть нижним; он не может лежать и выше упомянутых уровней, так как при распаде Er^{165} нет γ-лучей с $h\nu = 94$ и 216 keV. Учитывая противоречивость данных о γ-лучах $h\nu = 1100$ keV, мы полагаем, что при распаде Er^{165} γ-лучей вообще не возникает. Все 29-часовые конверсионные линии мы приписываем распаду Tu^{165}.

Спектр конверсионных электронов Tu^{165} изучался нами дважды. В обоих опытах изучалась фракция тулия, выделенная из тантала после короткого облучения. В спектре наблюдались линии конверсионных электронов Tu^{165} (29 час) и Tu^{167} (9 дней). Для получения спектра конверсионных электронов Tu^{165} необходимо было вычесть конверсионные линии Tu^{167}. Эта операция выполнялась следующим образом. После того как конверсионные линии Tu^{165} совсем исчезли (через ~ 15 дней), был изучен спектр конверсионных электронов 9-дневного Tu^{167}. Затем для получения числа отсчетов, связанного с распадом Tu^{165}, из экспериментального числа отсчетов вычиталось число отсчетов, связанное с Tu^{167}, приведенное ко времени измерения соответствующей точки. Спектр конверсионных электронов, полученный таким образом и приведенный к моменту начала измерений по периоду 29 час, изображен на рис. 8. Следует отметить, что операция вычитания спектра Tu^{167} дает удовлетворительные результаты только в тех местах, где нет интенсивных линий Tu^{167}. В тех же участках спектра, где имеются интенсивные линии Tu^{167}, получить надежные результаты не удается и в связи с этим на рис. 8 эти участки спектра пропущены (пунктир). Как первый, так и второй опыты выполнялись при тех же условиях, что и измерения спектра Tu^{167}, т. е. при приборной разрешающей способности $\sim 0{,}6\,\%$, однако во втором опыте, из-за плохого приготовления источника, разрешающая способность при ~ 150 keV оказалась равной 1,2 %. На рис. 8 изображен спектр конверсионных электронов Tu^{165} по результатам первого опыта. В связи с тем,

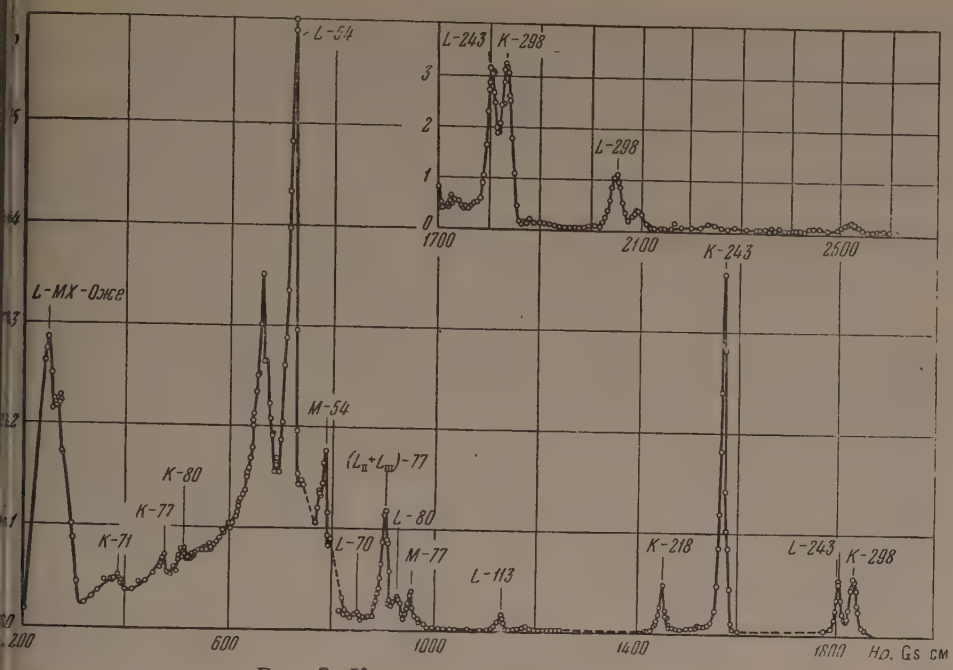


Рис. 8. Конверсионные электроны Tu^{165}

Таблица 11

Экспериментальные результаты изучения конверсионных линий Tu^{165}

Энергия электронов, keV				Hρ	Идентификация	E_γ	Относительная интенсивность
1-й опыт	2-й опыт						
	I серия	II серия	III серия				
13,3				387	*K*-71?	70,8	~8
19,9	22,7	22,8	22,9	476	*K*-77	77,4	~14
24,8				510	*K*-82?	82,3	~10
36,9				655			—
37,7	37,0	37,6	37,4	662	*K*—2*L*-Оже		—
38,7				671			—
40,4				687			
44,7	44,1	44,1	44,0	724	*L*-53		~200
46,6				740			
51,4	51,7	51,0	51,1	780	*M*-53		~47
52,3				786			
60,7	—	—	—	851	*L*-71?		~2
67,5				902	L_{II}-77	76,8	24,2
68,7	68,2	68,0	67,9	910	L_{III}-77	77,1	26,7
71,5	71,4	71,2	71,7	929	*L*-82?		11
75,4	75,4	74,8	74,7	956	*M*-77	—	44
76,7	—	—	—	967	*N*-77	—	—
78,2	78,2	78,2	78,2	975	—	—	—
103,2	104,1	102,7	102,6	1134	*N*-113?		5,4
107,9	—	—	—	1162	—	—	0,6
111,7	—	—	—	1184	*M*-113?		1,3
160,9	161,1	161,3	161,7	1463	*K*-218,7	218,7	14,7±0,5
173,8	—	—	—	1523	—		~2
185,6	185,5	185,7	185,2	1576	*K*-243	243,0	100
233,8	233,7	233,9	233,7	1805	*L*-243		18,3±0,5
240,0	240,5	241,0	240,1	1833	*K*-298	297,6	18±2
	290,0	288,6	290,0	2049	*L*-298		6,2±0,3
	299,5	299,0	—	2093	—		<2
	401,7	401,7	400,9	2523	*K*-459	458,7	1,6±0,2

что в первом опыте спектр конверсионных электронов изучался только до 250 keV, на рис. 8 (вставка) изображен спектр конверсионных электронов Tu^{165} по результатам второго опыта от 250 до 500 keV.

Экспериментальные результаты представлены в табл. 11. Можно считать несомненным наличие конверсионных линий, связанных с γ-переходами: 53—54, 77, 243 и 298 keV. Конверсионные линии ~36,9, 37, ~ 38,7 keV, по-видимому, можно приписать K — $2L$-Оже-электронам эрбия и гольмия. Кроме того, имеется 11 электронных линий, идентификация которых требует обсуждения (см. ниже) (E_{e^-}= 13,3, 24,8, 60, 71,5, 78,2, 103,2, 107,9, 111,7, 160,9, 299,4, 401,4).

Переход $h\nu = 53{,}2$ keV. Наблюдены линии с $E_{e^-} = 44{,}1$ и 51,3 keV в первом опыте, выполненном с более тонким источником, первая линия слегка разделялась на три компоненты. Указанные линии, по-видимому, являются L- и M-линиями одного перехода $h\nu \approx 53$ keV; K-линия такого перехода быть не может. Принимая для $Z = 68$ среднюю энергию связи на L-оболочке — 9,1 keV, а для $M = 1{,}8$ keV, получаем уточненное значение энергии перехода $h\nu = 53{,}2$ keV. Конверсионная линия 52,3 keV, возможно, является N-линией того же перехода. Так как L-линии могут примешиваться электроны Оже типа $K—MX$, то определение интенсивности не может быть точным.

Переход $h\nu = 77{,}4$ keV. В первом опыте наблюдены линии $E_{e^-} =$ = 19,9, 67,5, 68,7, 75,5, и 76,7 keV. Они могут быть идентифицированы как K-,L_{II}-,L_{III}-, M- и N-линии одного перехода. По разности $K—M$, равной 55,5 keV, однозначно устанавливается, что переход совершается в ядре с $Z = 68$. Приняв $Z = 68$ (Er), получаем по K-линии энергию перехода $h\nu = 77{,}4$ keV. В табл. 12 сравнивается экспериментальное соотношение интенсивностей K-, L_{II}- и L_{III}-линий этого перехода с теоретическим соотношением для разных мультиполей.

Таблица 12

Относительные интенсивности конверсионных линий перехода $h\nu = 77{,}4$ keV

	K	L_I	L_{II}	L_{III}
Эксперимент	1	—	1,6	1,9
$E1$	1	0,09	0,02	0,03
$E2$	1	0,07	0,72	0,51
$E3$	1	0,83	34,5	13,5
$M1$	1	1,30	0,12	0,15
$M2$	1	0,65	0,07	0,16

Из таблицы следует, что переход, вероятно, может быть идентифицирован как переход типа $E2$. Результаты второго опыта, выполненного, как уже указывалось, в худших условиях, не могут быть использованы при обсуждении этого перехода, однако они не противоречат сделанным заключениям.

Переход $h\nu = 243$ keV. Как в первом, так и во втором опытах обнаружены конверсионные линии $E_{e^-} = 185{,}5$ и 233,8 keV. Эти линии следует идентифицировать как K- и L-линии одного перехода. M-Линия этого перехода не наблюдалась в связи с тем, что она должна быть расположена в том месте спектра, где имеется более интенсивная K-линия перехода 243 keV. Хотя мы и не наблюдали структуру L-линии, разность $K — L$ (48,3 $\pm$ $\pm$ 0,3 keV) позволяет утверждать, что этот переход происходит в ядре с $Z = 68$.

Принимая $Z = 68$ (Er), получаем по K-линии энергию перехода 243,0 $\pm$ 1,0 keV. Сравнение экспериментального отношения K/L с теоретическими отношениями для разных мультиполей (табл. 13) не позволяет однозначно установить тип перехода 243,0 keV. В пределах точности, с которой известны теоретические отношения K/L (30 %), оказываются возможными переходы типов: $E1$, $M1$, $M2$; а также смеси типов $M1 + E2$ и $E1 + M2$.

Переход $h\nu = 297{,}6$ keV. Во втором опыте обнаружены конверсионные линии $E_{e^-} = 240{,}2$ и 289,5 keV. Эти линии естественно идентифици-

Таблица 13

Отношения K/L для перехода 243,0 keV

Эксперимент	Теория					
	*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3
5,5±0,2	7,0	3,0	1,2	6,1	4,6	2,6

овать как K- и L-линии одного перехода. M-Линия этого перехода не аблюдалась. По величине разности $K - L$ (49,0 $\pm$ 1 keV) представля-ся наиболее вероятным, что переход происходит в ядре с $Z = 68$, но днозначного заключения сделать нельзя (возможно $Z = 69$). Принимая = 68 (Er), получаем по K-линии энергию перехода (297,6 + 1,2) keV. ри определении отношения интенсивностей K- и L-линий следует меть в виду, что под K-линией перехода 297,6 keV находятся M- и N-инии перехода 243,0 keV и, следовательно, даваемая нами интенсивность инии $K = 297,6$ несколько завышена. В табл. 14 экспериментальное от-ошение K/L сравнивается с теоретическими для разных мультиполей.

Таблица 14

Отношения K/L для перехода 297,6 keV

Эксперимент	Теория					
	*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3
2,9	7,5	3,2	1,5	6,2	5,3	3,4

Из табл. 14 представляются возможными следующие характеристики ерехода 297,6 keV: $E2$, $M3$, а также смесь типа $M2 + E3$.

Конверсионная линия $E_{e^-} = 161,2 + 0,2$ keV, по-видимому, является -линией γ-перехода 218,7 keV. Отношения K/L в области энергий -переходов от 100 до 250 keV для всех мультиполей от 1 до 5 не меньше ,1. Если принять линию 161,2 keV за L-линию, то должна быть соответ-твующая ей K-конверсионная линия при энергии около 112 keV. Обна-уженная линия 111,7 keV, по-видимому, не может быть K-линией этого ерехода, так как ее интенсивность меньше 0,1 интенсивности линии 61,2 keV (если это K-линия, то мультипольность перехода 5 или выше). сли принять линию 161,2 keV за K-линию, то ее L-линия должна быть ри энергии ~209 keV. Таким образом, при этом предположении L-ли-ия попадает в энергетическую область, где находятся линии M- и N-пе-еходов 207,5 keV Tu^{167}, и поэтому нами не обнаружена. Прибавляя к энер-ии конверсионной линии 161,2 keV энергию K-связи, получаем вероят-ую энергию γ-перехода 218,7 $\pm$ 1,3 keV.

Слабые конверсионные линии 103 и 111,7 keV можно было бы идентифи-ировать как L- и M-конверсионные линии γ-перехода 113 keV, однако та идентификация не является однозначной в связи с тем, что нельзя казать K-конверсионную линию. Наши данные не позволяют идентифи-ировать линию 401,3 $\pm$ 0,7 keV, но Городинский, Покровский и Мурин 2], изучая спектр γ-лучей Tu^{165}, наблюдали γ-лучи с $h\nu = 460$—480keV. связи с этим линия 401,3 keV, вероятно, может быть идентифици-ована как K-линия γ-перехода 458,7 + 2,0 keV. L-линия этого перехода

не обнаружена. Учитывая статистические ошибки измерения, можно сказать, что отношение K/L равно или больше 3. Конверсионная линия 299,2 keV по энергии близка к M- и N-линиям γ-перехода 297,6 keV, однако энергия ее больше энергии этих линий на величину, бо́льшую ошибки наших измерений. Этой линии и очень слабым линиям 107,9 и 173,8 keV мы идентификации не даем.

При энергиях электронов < 80 keV имеется большое число плохо разрешенных конверсионных линий. В этой области точной идентификации поддаются только уже обсуждавшиеся линии, связанные с γ-переходами 53,2 и 77,1 keV и группа линий при $E_{e^-} \approx 37$ keV, полностью или частично обусловленная K—$2L$-Оже-электронами. Как возможную идентификацию укажем

переход 71 keV: K-линия, $E_{e^-} = 13{,}3$ keV; L-линия, $E_{e^-} = 60{,}7$ keV;
переход 82 keV: K-линия, $E_{e^-} = 24{,}8$ keV; L-линия, $E_{e^-} = 71{,}4$ keV.

Таким образом, в результате изучения спектра конверсионных электронов нами онаружено шесть γ-переходов (для трех из них установлены возможные характеристики перехода). Предполагается наличие еще трех переходов, идентификация которых не вполне достоверна. Обращает на себя внимание близость сумм энергий переходов

$$(53{,}2 \pm 1{,}0)\ \text{keV} + (243{,}0 \pm 1{,}0)\,\text{keV} = (296{,}2 + 2{,}0)\ \text{keV};$$
$$(77{,}1 \pm 0{,}5)\ \text{keV} + (218{,}7 \pm 1{,}3)\,\text{keV} = (295{,}8 \pm 1{,}8)\ \text{keV}$$

к энергии перехода 297,6 keV.

Согласно Моттельсону и Нильсену [29], характеристика основного состояния Tu^{165} должна быть такой же, как у Tu^{169} (оба ядра имеют четное число нейтронов и по 69 протонов), т. е. $^1/_2{}^+$. Ядро $_{68}Er^{165}_{97}$ имеет 68 протонов и 97 нейтронов, т. е. оно должно иметь такие же спин и четность, как ядро $_{66}Dy_{97}{}^{163}$, также имеющее 97 нейтронов. Однако спин Dy^{163} по данным одной работы [30] равен $^7/_2$, по данным другой [31] $^5/_2$. Второе значение, $^5/_2$, по-видимому, более достоверно. Поэтому будем считать, что основное состояние Er^{165} имеет характеристики $^5/_2{}^-$. На рис. 9 приведена схема распада Tu^{165}, построенная на основе наших экспериментальных данных и при использовании схемы Моттельсона—Нильсена. У нас нет уверенности в безусловной достоверности этой схемы, но в ее пользу свидетельствуют следующие наши данные:

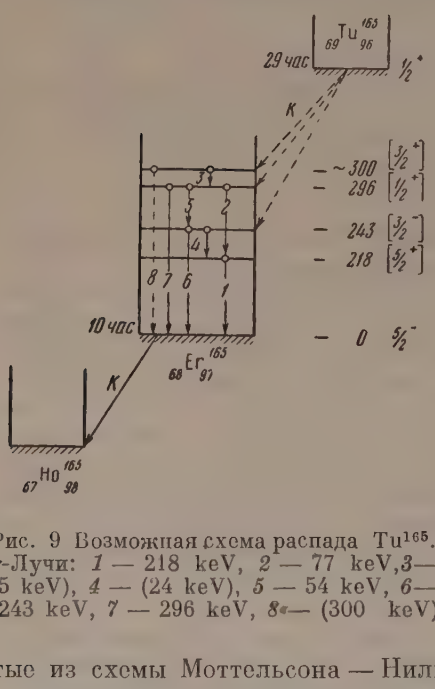


Рис. 9 Возможная схема распада Tu^{165}. γ-Лучи: *1* — 218 keV, *2* — 77 keV, *3*— (5 keV), *4* — (24 keV), *5* — 54 keV, *6*— 243 keV, *7* — 296 keV, *8*— (300 keV)

1. Характеристики уровней, взятые из схемы Моттельсона — Нильсена (дырочное возбуждение), не противоречат нашим определениям мультипольности переходов.

2. Согласно этой схеме, должен быть переход ~24 keV между уровнями 243 и 218 keV. Возможно, что конверсионные линии 13,3, 19,9 и 24,8 частично связаны с этим переходом.

3. В табл. 15 приведены полные интенсивности переходов схемы рис. 9, рассчитанные по интенсивностям K- и L-конверсионных линий при мультипольностях переходов, указанных в схеме рис. 9. В случае смешанного перехода указана интенсивность перехода для случаев, когда он опреде-

ется полностью первой или соответственно второй компонентой смеси. ак видно из таблицы, на уровне 243 интенсивности можно сбалансиро-ть соответствующим выбором смеси $M1 + E2$. Несколько странным ляется тот факт, что интенсивность перехода 219 keV в несколько раз льше интенсивности перехода 77 keV. Это могло бы указывать на то, о K-захват идет на уровень 218 keV ($^5/_2^+$), что было бы странно, так как этом случаем были бы сравнимы вероятности K-захвата с уровня $^1/_2^+$ на ровни $^1/_2^+$ и $^5/_2^+$. Можно предположить, что интенсивность на уровне 18 keV в какой-то мере может сбалансировать переход ~24 keV.

Таблица 15

Интенсивность γ-лучей и переходов при распаде Tu^{165}

E_γ	I_K	I_L	I_γ		I_n	
77	14	51	14		80	
53	—	200	750		1000	
219	15	—	430		450	
243	100	18	$M1$	$E2$	$M1$	$E2$
			510	1000	630	1100
298	18	6	$M2$	$E3$	$M2$	$E3$
			38	180	62	204

4. Возможно, что переход 82 keV есть переход с первого ротационного ровня — 300 keV ($^1/_2^+$; $^3/_2^+$) на уровень $^5/_2^+$. В этом случае возможны акже переходы 300 keV (типа $E1$) и 5 keV (типа $M1 + E2$).

Для выяснения того, в какой мере предлагаемая схема правильна, ыли бы весьма полезны сведения об относительных интенсивностях γ-лучей и о γ—γ-совпадениях в Tu^{165}*

4. Конверсионные электроны Tu^{166}

При изучении спектра конверсионных электронов Tu^{165} в одной серии измерений были обнаружены две группы конверсионных линий, которые почти совсем исчезли к следующей серии, проводившейся через 24 часа (рис. 10). Так как линии наблюдались через несколько часов после хроматографического разделения и исчезли за следующие 24 часа, то очевидно, что они принадлежат изотопу Tu с периодом полураспада в несколько часов. Известен только один изотоп Tu с таким периодом Tu^{166} ($T = 7{,}7$ час). За 30—40 час, проходящих от конца облучения до начала измерения, Tu^{166}, возникший при расщеплении Ta, успевает в десятки раз распасться. Но он накапливается при распаде Yb^{166} ($T = 60$ час), и чистый распад происходит только после разделения их на хроматографической колонке. Конверсионные электроны Tu^{166} имели энергию 71,7, 78,1 и 126,6 keV. Первые две линии представляют собой, по-видимому, L- и M-линии от перехода с энергией 80—81 keV в Er^{166}. Такой переход в Er^{166} наблюдался при распаде Ho^{166}. Его энергия была определена равной 81 keV. Установлено также, что это переход типа $E2$. Считается, что состояние с энергией возбуждения 81 keV является первым, имеет квантовые характеристики 2^+ и кладет начало ротационной полосе: 80 keV (2^+); 264 keV (4^+); 546 keV (6^+) (отношение энергий 1 : 3,30 : 6,83 вместо теоретического 1 : 3,3 : 7,00). При переходе между уровнями $4^+ — 2^+$ должна

* *Примечание при подготовке к набору.* Результаты изучения $e^- — e^-$-совпадений в Tu^{165}, полученные Б. С. Джелеповым и В. А. Сергиенко в НИФИ Ленинградского университета, подтвердили правильность идентификации конверсионной линии 161,2 keV как K-218,7. Обнаружены также совпадения между конверсионными электронами, связанными с γ-переходами 53 и 243 keV и 77 и 218,7 keV, подтверждающие схему распада, приведенную на рис. 9.

выделяться энергия 184 keV, а соответствующий электрон конверсии н
K-оболочке должен иметь энергию 126,5 keV. Это как раз та энергия, к
торую имеют электроны обнаруженной нами линии.

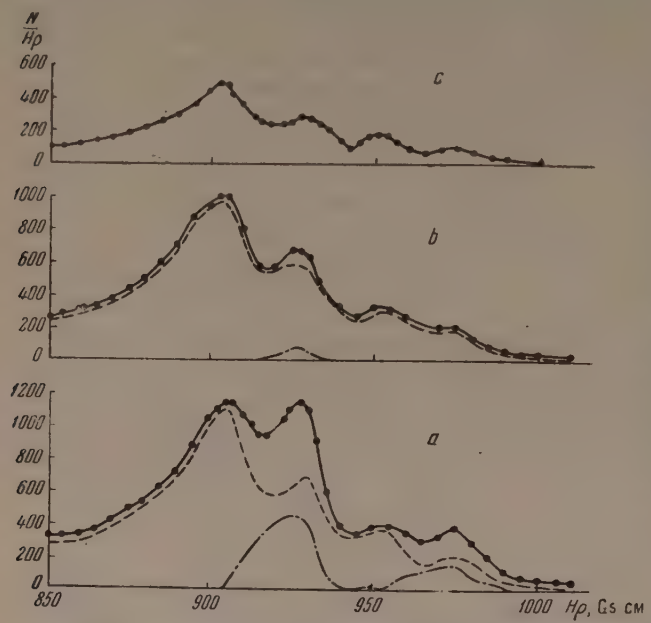


Рис. 10. Конверсионны
электроны Tu^{166}: *a* — перва
серия измерений, *b* — втора
серия измерений, выполне
ная через 24 часа посл
первой, *c* — третья серия и
мерений, выполненная ч
рез 48 час после первой
Пунктиром на *a* и *b* изобра
жен спектр конверсионны
электронов Tu^{165} по резул
татам третьей серии измер
ний, проведенный ко врем
ни измерения соответствук
щей серии. Штрих-пункти
ром изображен спектр, по
лученный в результате вы
читания пунктирной кривой
из сплошной и приписывае
мый Tu^{166}

Таким образом, наши данные прекрасно укладываются в схему ро
тационных переходов, изображенную на рис. 11, основанную на измере
ниях β-распада долгоживущего изомера Ho^{166} ($T_{\frac{1}{2}} \sim 30$ лет) [39]. Поль
зуясь этим, мы можем принять, что переходы 80 и 184 keV принадлежат
к типу чистых *E* 2-переходов.
Это позволяет нам: 1) выяснить, какую же линию *L* мы наблюдаем в районе 71,2 keV — эта линия, по-видимому, в основном обусловлена электронами конверсии на L_{II}- и L_{III}-оболочках; 2) уточнить значение энергии перехода, прибавляя к энергии линии среднюю энергию связи на L_{II}- и L_{III}-оболочках — $E_\gamma = 71{,}2 + 8{,}81 = 80{,}1$ keV.

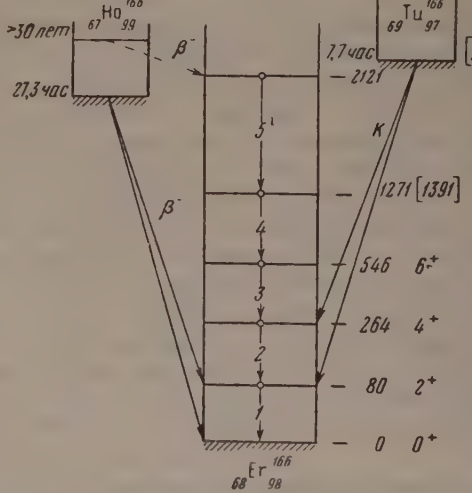


Рис. 11. Схема распада Tu^{166}. γ-Лучи: *1* — 80 keV, *2* — 184 keV, *3* — 282 keV, *4* — 625 keV (745 keV), *5* — 850 keV

Спин Tu^{166} может быть определен по методу Пекера [14]. В этом ядре 69 протонов и 97 нейтронов. 69-й протон в Tu^{169} создает спин $^1/_2$, а 97-й нейтрон в Dy^{163} — $^5/_2$. Ядро Tu^{166} должно иметь спин 2 или 3. Поэтому переходы в третье ротационное состояние Er^{166}, если и возможны, то маловероятны, а переходы на уровни 0,80 и 264 keV более вероятны. Возникает вопрос, каково соотношение вероятностей захвата на уровни 80 и 264 keV Er^{166}? Мы могли бы решить этот вопрос, если бы измерили достаточно хорошо интенсивности электронных линий 71,9 и 126,6 keV. Этого не было сделано, так как линии наблюдались вместе с линиями Tu^{166} и Tu^{167}.

Приближенное значение

$$N_{e^-}(71{,}2) : N_{e^-}(126{,}6) = 1 : 0{,}2.$$

Используя теоретические значения коэффициентов конверсии, получаем отношение полных вероятностей переходов

$$W_{80} : W_{184} = 1 : 0{,}8.$$

Из этого соотношения следует, что отношение числа захватов на уровни 80 и 264 keV равно

$$W_{K\text{-}80} : W_{K\text{-}264} = 20 : 80.$$

Таким образом, по нашей оценке K-захват идет в основном на второй возбужденный уровень 264 keV (4^+) ядра Er^{166}. Этот факт представляется странным, так как при указанном выше спине ядра Tu^{166} (2 или 3) электронный захват должен был бы идти в основном на уровень 80 keV (2^+).

5. Общие заключения, относящиеся к тулиевой фракции

На рис. 12 приведена зависимость от времени скорости счета на максимумах всех основных линий тулиевой фракции короткого облучения. Пользуясь этим рисунком, можно найти относительные интенсивности конверсионных линий в любое время.

Экстраполируя эти прямые ко времени хроматографического разделения и пользуясь схемами распада рис. 12, мы можем найти относительное содержание тулиевых изотопов в момент разделения. Для того чтобы после этого найти относительные выходы в момент реакции, мы должны экстраполировать кривые к моменту облучения, учитывая генетические связи изотопов.

Ядро Tu^{168} является экранированным (Yb^{168} и Er^{168} стабильны). Поэтому, экстраполируя его относительное содержание к моменту облучения, получаем относительный выход этого изотопа в реакции глубокого отщепления. Ядра Tu^{165} и Tu^{167} образуются как сами по себе, так и накапливаются при распаде ядер с $Z > 69$. Однако в связи с тем, что периоды полураспада материнских ядер очень малы (меньше 20 мин), можно, экстраполируя по периоду тулиевых изотопов, получить относительный выход для указанного массового числа. Оценка относительного выхода для массового числа 166 сделана при предположении, что за время от конца облучения до момента хроматографического разделения установилось равновесие при распаде Yb^{166} (T = 60 час) в Tu^{166} (T=7,7 час).

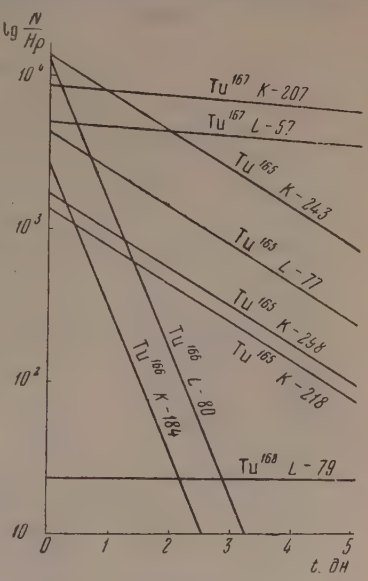


Рис. 12. Зависимость от времени скорости счета на максимумах основных линий тулиевой фракции

Мы выражаем глубокую благодарность директору лаборатории ядерных проблем ОИЯИ В. П. Джелепову за содействие в работе.

Мы весьма признательны обслуживающему персоналу синхроциклотрона ОИЯИ за выполнение облучений образцов тантала, а также В. Д. Плуженкову, В. Н. Мехедову и В. А. Халкину, способствовавшим проведению длительных облучений.

Таблица 16

Относительный выход ядер с разными A в реакции глубокого отщепления*

Массовое число	165	166	167	168
Относительная активность в момент хроматографического разделения	8,1	0,75	1	$1{,}3\cdot10^{-3}$
Относительное содержание в момент хроматографического разделения	1	0,025	1	$1{,}1\cdot10^{-2}$
Относительный выход	2,1	(0,27)	1	$1\cdot10^{-2}$

Мы весьма благодарны Г. М. Городинскому, А. Н. Мурину и В. Н. Покровскому за сообщение результатов изучения спектров γ-лучей до опубликования, а также Л. К. Пекеру за участие в обсуждении результатов.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Добронравова А. Н., Тетерин Е. Д., ЖНХ, **1**, 2294 (1956).
2. Зарубин П. П., Изв. АН СССР, Сер. физич., **18**, 563 (1954).
3. Corc J. M., Schreffer R. G., Fowler C. M. Phys. Rev., **74**, 1657 (1948).
4. Corc J. M., Brice M. K., Schmid L. C., Phys. Rev., **96**, 1295 (1954).
5. Corc J. M., Brice M. K., Phys. Rev., **100**, 1237 (1955).
6. Corc J. M., Keller N. B., Rutlenge W. C., Stoddard A. E., Phys. Rev., **78**, 95 (1950).
7. Porter F. T., Cook C. S., Phys. Rev., **87**, 464 (1952).
8. Hollander J. M., Perlman L., Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys., **25**, 469 (1953). Русский перевод Сиборг Г., Перлман И., Халлендер Дж., Таблица изотопов. — ИЛ, М., 1956.
9. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии. — Изд. АН СССР, М., 1956.
10. Siegbahn K., Beta- and Gamma-ray spectroscopy. — Amsterdam, 1955.
11. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., **75**, 1687 (1949).
12. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Доклад на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1957.
13. Бобров Ю. Г., Громов К. Я., Джелепов Б. С. Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 940.
14. Пекер Л. К., см. настоящий номер журнала, стр. 1029.
15. Handley T., Olson E., Phys. Rev., **94**, 968 (1954).
16. Michel M. C., Templeton P. H., Phys. Rev., **93**, 1422 (1954).
17. Nervik W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., **97**, 1092 (1955).
18. Campbell E., Kahn J., Goodrich M., Nu. Sc., **10**, 256 (1956).
19. Stewart M. G., Bureau A. M., Hammer C. L., Bul. Am. Phys. Soc., 1, **206**, *4* (R2) (1956); Nucl. Sci, **10**, 256 (1956).
20. Handley T., Lyon W., Olson E., Phys. Rev., **98**, 688 (1955).
21. Bleaney B., Scovil H. E. D., Proc. Phys. Soc., **64A**, 204 (1951).
22. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Материалы VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, 1957, см настоящий номер журнала, стр. 1004.

* 1. Число распадов в сек (активность) Tu^{167} рассчитана по конверсионным линиям перехода 207 keV. 2. Активность Tu^{166} и Tu^{168} рассчитана по L-конверсионным линиям переходов 80 keV. 3. Активность Tu^{165} оценена по конверсионной линии $K = 243$.

3. Temmer G. M., Heydenburg N. P., Phys. Rev., **100**, 150 (1955).
4. Burhop E. H. S., The Auger effect. s. 50. — Cambridge, 1952.
5. Handly T. H., Olson E. L., Phys. Rev., **92**, 1260 (1953).
6. Butement F. D. S., Proc. Phys. Soc., **63A**, 775 (1950).
7. Kundu D. N., Service J. D., Pool M. L., Phys. Rev., **87**, 203 (1952).
8. Wilkinson G., Hicks H., Univ. Calif., Rad., Lab. UCRL-744, June, 1950.
9. Моттельсон Б., Нильсон С., Проблемы современной физики, **1** (1956).
0. Murakawa K., Kamei T., Phys. Rev., **92**, 325 (1953).
1. Cook A. H., Park J. G., P. P. S., **69A**, 282 (1956).
2. Michelich J. W., Church E. L., Phys. Rev., **85**, 690 (1951).
3. Siegbahn K., Slatis H., Arc. f. Fys., **1**, 559 (1950).
4. McCowan F. K., Phys. Rev., **85**, 151 (1952).
5. Cork J. M., Keller H. B., Stoddard A., Phys. Rev., **76**, 986 (1949).
6. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., ДАН СССР **70**, 397 (1950).
7. Graham R. L., Wolfson J. L., Clark M. A., Phys. Rev., **98**, 1173 (1955).
8. Sunyar A. W., Phys. Rev., **93**, 1345 (1954).
9. Millon J. C. D., Fraser J. S., Milton G. M., Phys. Rev., 98, 1173 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Ю. Г. БОБРОВ, К. Я. ГРОМОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

СПЕКТРЫ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЮТЕЦИЯ

Введение

Препараты лютеция были получены так же, как это описано в раб[ote] [1]. Измерения производились в тех же экспериментальных условия[х].

Нами изучены спектры конверсионных электронов двух препарат[ов] лютеция. Первый препарат получен из танталовой мишени, которая обл[у]чалась протонами около 3 месяцев. Хроматографическое разделение бы[ло] выполнено через неделю после снятия тантала с облучения. Измерен[ия] этого препарата были начаты через 3 недели после конца облучения и п[ро]должались почти полгода.

Второй препарат получен из танталовой мишени, облучавшейся п[ро]тонами полтора часа. Хроматографическое разделение выполнено чер[ез] 30 час после облучения. Измерения были начаты через 3 часа после р[аз]деления и продолжались около 2 месяцев.

Лютеций имеет два стабильных изотопа: Lu^{175} и Lu^{176}. О нейтроно[дефи]фицитных изотопах лютеция известно следующее: Вилкинсон и Хикс в 1951 г. нашли ряд изотопов лютеция. Данные об этих изотопах при[ве]дены в строках 2—8 табл. 1, заимствованной нами из обзора Сиборг[а], Перлмана и Холлендера [3]. Массовые числа определялись по методу п[ере]крестных реакций. Энергия ядерных излучений оценивалась автора[ми] методом поглощения.

Нервик и Сиборг [4], исследуя препарат лютеция, полученный в реа[кци]и глубокого отщепления на тантале, обнаружили в нем, помимо др[у]гих, 32-дневную активность, которую они приписали Yb^{169}, возника[ю]щему из Lu^{169}. Сечения образования активностей с периодами 32 дня[ми] 1,7 дня близки и это наводит на мысль, что период 1,7 дня принадлеж[ит] Lu^{169}. Городинский, Мурин и др. [5] изучали спектр γ-лучей препара[та] иттербия, выделенного из лютециевой фракции, и установили иденти[чно]сть γ-спектра с γ-спектром Yb^{169}; это подтверждает гипотезу Нервика [и] Сиборга. Таким образом, либо определение Вилкинсоном и Хиксом массов[ого] числа 1,7-дневного лютеция ошибочно, либо, наряду с 1,7-дневным Lu^{1}[69] существует Lu^{169} с близким периодом полураспада. Спектры конверсио[нных] электронов изотопов лютеция, перечисленных в табл. 1, изучают[ся] в настоящей работе впервые. В спектрах конверсионных электронов дв[ух] изученных нами препаратов лютеция было обнаружено много конверсио[нных] линий. По периодам полураспада, с которыми убывает интенсивнос[ть] этих линий, их можно разбить на три группы:

1) конверсионные линии, интенсивность которых спадает с период[ом] полураспада 150—200 дней (~0,5 года);

2) конверсионные линии с периодом полураспада около 8 дней;

3) конверсионные линии с периодом полураспада около 2 дней.

Препарат лютеция длительного облучения изучался нами в течен[ие] почти полугода. За это время было выполнено семь серий измерен[ий] спектра. Первые четыре серии выполнены в течение одного месяца; в н[ем]

аблюдались линии первой и второй групп. Следующие три серии были деделены друг от друга интервалами в 1—1,5 месяца; в них наблюдались инии только первой группы.

Таблица 1

Нейтронодефицитные изотопы лютеция по литературным данным

Изотоп	Достоверность идентификации*	Тип распада	Период полураспада	Энергия излучения, MeV		Метод получения
				частицы	γ-лучи	
Lu^{169}	*A*		1,7 дня			Ta + *p*; из материнского Yb^{169} (32 дня)
Lu^{170}	*B*	ЭЗ**	1,7 дня		~2,5	Tu — α — 3*n*
Lu^{171}	*B*	ЭЗ	8,5 дня		~1,2	Tu — α — 2*n*; Yb — *p* — *n*; из Hf^{171}
Lu^{171}	*D*	ЭЗ	~600 дней		~1	Tu — α — 2*n*
Lu^{172}	*B*	ЭЗ	6,7 дня		1,2	Tu — α — *n*; Yb — *p* — *n*; из Hf^{172}
Lu^{172}	*B*	β^+, ЭЗ?	4 часа	1,2		Tu — α — *n*; Yb — *p* — *n*; Lu — *p* — *p*3*n*;
Lu^{173}	*B*	ЭЗ	~500 дней		~0,2; 0,8	Yb — *p* — *n*; Lu — *p* — *p*2*n*; из Hf^{173}
Lu^{174}	*A*	ЭЗ—80% β—20%	165 дней	~0,6	~1	Lu — *n* — 2*n*; Lu — *d* — *p*2*n*; Lu — *p* — *pn*; Hf — *d* — α

Препарат лютеция короткого облучения изучался в течение двух месяцев. За это время было выполнено восемь серий измерений спектра. В течение первых 2—3 недель в спектре наблюдались конверсионные электроны второй и третьей групп. В последних сериях измерений наблюдались электроны второй группы и в самом конце измерений стала заметна самая сильная линия 17,4 keV спектра конверсионных электронов первой группы. Кроме этого, в спектре препарата короткого облучения наблюдались конверсионные электроны Yb^{169}, образующегося в результате распада одного из двухдневных изотопов.

Начнем обсуждение с результатов изучения конверсионных электронов первой группы (долгоживущих изотопов).

1. Конверсионные электроны изотопов лютеция с периодом полураспада 150—200 дней

Как указано выше, в 5-й, 6-й и 7-й сериях измерений препарата длительного облучения наблюдались только конверсионные электроны первой группы (T = 150—200 дней). Общий вид спектра от серии к серии не изменялся. Среднее значение T = 170 дней (отдельные значения имеют разброс от 120 до 250 дней). Через месяц после выделения на самой сильной линии скорость счета достигала 2000 имп $мин^{-1}$.

В табл. 2 представлены наши данные об энергии и относительных интенсивностях конверсионных линий первой группы. На рис. 1 пред-

* В этой колонке указана степень достоверности определения Z и A в обозначениях Сиборга [3]. A — Z и A достоверны; B — Z достоверно, A — вероятно; D — Z достоверно, A предположительно.

** ЭЗ — электронный захват.

ставлен спектр конверсионных электронов. Конверсионные линии с энергией электронов 42,2, 48,2, 49,9, 56,7 и 58,8 keV идентифицированы нами как $K-XY$-Оже-электроны. Не исключено также, что часть интенсивности линии 39,4 keV (K-100) обусловлена $K-2L$-Оже-электронами.

Таблица 2

Относительные интенсивности конверсионных линий Lu, имеющих период ~170 дней (средние значения по трем сериям)

$H\rho$	Энергия электронов, keV	Идентификация	Относительные интенсивности
446	17,4±0,2	K-79	33±5
627	34,1±0,2	(*a*)	2,2±0,2
678	39,4±0,2	K-101 $K-L_{\mathrm{I}}L_{\mathrm{II}}$	6,7±0,5
703	42,2±0,2	$K-L_{\mathrm{II}}L_{\mathrm{III}}$	
754	48,2±0,4	$K-LM$	1,7±0,4
767	49,9±0,2		3,2±0,4
822	56,7±0,1	K-MM	1,5±0,3
833	58,8±0,3	K-MN	0,39±0,12
906	68,2±0,2	$(L_{\mathrm{I}}+L_{\mathrm{II}})$-79	6,2±0,5
916	69,6±0,1	L_{III}-79	0,29±0,08
947	74,2±0,1	(*b*)	0,10±0,04
962	76,2±0,3	M-79	1,38±0,09
975	78,4±0,2	N-79	0,56±0,14
1054	90,2±0,2	L-101	1,00
1105	98,6±0,2	M-101	0,26±0,05
1175	110,1±0,1	(*c*)	0,16±0,02
1221	118,2±0,2	K-179	0,16±0,02
1499	170,3±0,3	L-179	0,08±0,02
1700	241,3±0,3	K-272	0,19±0,02
1933	262±0,3	L-272	0,017±0,002

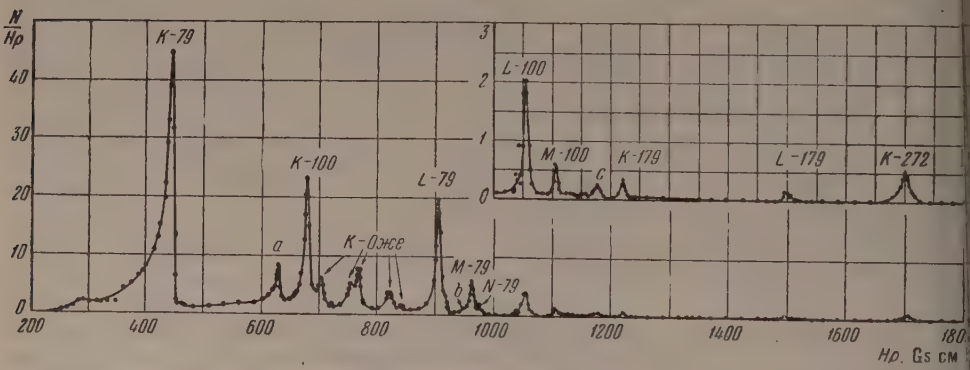


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов изотопов лютеция с $T = 150$—200 дне

Электронные линии с энергией 17,4, 68,2, 69,6, 76,2, 78,4 keV мы считаем K-, $(L_{\mathrm{I}}+L_{\mathrm{II}})$-, L_{III}-, M- и N-линиями γ-перехода 78,7 ± ± 0,7 keV. Сравнение экспериментального значения разности энергий K- и M-конверсионных линий позволяет установить атомный номер ядра, в котором совершается этот переход, $Z = 70$ (Yb):

Рентгеновское значение $K-M$ при $Z = 69$ от 57,0 до 58,0 keV,
« « $Z = 70$ от 58,9 до 59,8 keV,
« « $Z = 71$ от 60,8 до 61,7 keV;
Экспериментальное значение $K-M$ 58,8 keV.

Зная атомный номер ядра, в котором происходит переход, нетрудно убедиться в том, что близкие, неразделенные линии 68,2 и 69,6 keV правильно идентифицированы нами как $(L_I + L_{II})$- и L_{III}-линии и по энергиям связи на K- и L-оболочках получить точное значение энергии перехода $78{,}7 \pm 0{,}7$ keV.

Для определения типа перехода мы сравниваем экспериментальные отношения интенсивностей конверсионных линий с теоретическими значениями этих отношений для различных мультиполей. Вычисление теоретических отношений K/L производилось так же, как в работе [1]. Как видно из табл. 3, экспериментальные значения отношений K/L и $L_{III}/(L_I + L_{II})$ для перехода 78,7 keV лучше всего согласуются с теоретическими для перехода типа $M1$; однако значение $L_{III}/(L_{II} + L_I)$ получается почти вдвое ниже теоретического. Это расхождение ограничивает возможную примесь перехода типа $E2$: уже при 10% примеси $E2$ расхождение опыта и теории было бы более чем трехкратным.

Переход 100,7 keV идентифицирован нами по конверсионным линиям 39,4 (K), 90,2 (L) и 98,6 keV (M). Экспериментальное значение $K - M$, равное 58,8 keV, показывает, что переход происходит в ядре с $Z = 70$ (см. выше). Экспериментальное значение разности $K - L$ для перехода 100,7, равное 50,7 keV (табличные для $Z = 70$; $K - L_I$ 50,8; $K - L_{II}$ 51,3; $K - L_{III}$ 52,4 keV), позволяет предположить, что конверсия идет в основном на подоболочке L_I. При $Z = 70$ и $h\nu = 100{,}7$ keV $\alpha_{L_I} > \alpha_{L_{II}}$ и $\alpha_{L_{II}}$ для переходов типа $E1$, $M1$ и $M3$. Уже при $\sim 10\%$ примеси $M2$ в первом случае и $\sim 25\%$ $E2$ во втором и третьем интенсивности L_{II}- и L_{III}-конверсионных линий, согласно теоретическим коэффициентам конверсии, должны сравняться с интенсивностью L_I-линии. На линию K от $h\nu = 100{,}7$ keV, имеющую энергию 39,4 keV, должны накладываться линии $K - L_IL_I$ и $K - L_IL_{II}$ электронов Оже, имеющие энергии 40,3 и 40,8 keV. Попытка определить долю электронов Оже в линии 39,4 keV, используя данные об относительных интенсивностях K-Оже-электронов для серебра ($Z = 49$) [6] и наши данные об интенсивностях $K - LM$- и $K - MX$-Оже-линий (табл. 2), приводит к выводу, что вся линия 39,4 создана Оже-электронами. Вероятно, этот вывод ошибочен. Ему противоречат следующие факты.

1. Энергия линии 39,4 keV слишком сильно отличается от энергии $K - L_IL_I$- и $K - L_IL_{II}$-электронов Оже (40,3 и 40,8), чтобы быть целиком обусловленной этими электронами.

2. В спектре конверсионных электронов Tu^{167} группа $K - 2L$-Оже-электронов достаточно далека по энергии от других конверсионных линий и поэтому можно считать, что форма пика $K - 2L$-Оже-электронов не искажена (см. рис. 4, группа электронов B работы [1]). На рисунке видно, что в группе $K - 2L$-Оже-электронов действительно намечаются два пика, но оба пика приблизительно равной интенсивности. В связи с этим представляется более вероятным, что основная часть интенсивности линии 39,4 keV все же обусловлена конверсионными электронами перехода 100,7 keV. Однако определить интенсивность линии K-100,7 можно только приближенно. Экспериментальное отношение K/L, по-видимому, несколько меньше 6,7. В табл. 3 приведены теоретические значения отношения K/L для разных мультиполей.

Конверсионные линии 118,2 и 170,3 keV мы идентифицировали как K- и L-линии γ-перехода $179{,}5 \pm 0{,}7$ keV. Экспериментальное значение разности энергий этих линий не позволяет установить атомный номер ядра, в котором происходит переход, однако вероятнее всего, что $Z = 70$ (Yb) (табл. 4).

Этот вывод подтверждается также тем, что энергия 179,5 keV почти точно равна сумме энергий линий 78,7 и 100,7 keV, относительно которых известно, что они происходят в ядре с $Z = 70$. Экспериментальное

отношение интенсивностей K/L для перехода 179,5 keV в пределах экспериментальных ошибок равно теоретическому значению этого отношения для перехода типа $E2$.

Таблица 3

Сравнение экспериментальных отношений K/L и $L_{III}/(L_{II}+L_I)$ с теоретическими для разных мультиполей

$h\nu$, keV	Отношение	Экспериментальная величина	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$
78,7	K/L	$5{,}2\pm0{,}9$	6,1	0,49	0,02	5,75	2,75	0,65
	$L_{III}/(L_{II}+L_I)$	$0{,}047\pm0{,}014$	0,26	0,72	0,22	0,09	0,26	0,44
100,7	K/L	$<6{,}7$	5,8	0,91	0,1	6,7	1,6	1,4
179,5	K/L	$2{,}0\pm0{,}3$	5,7	1,7	0,8	6,1	3,9	2,7
272,5	K/L	$\geqslant10$	5,8	3,2	1,0	6,0	4,7	3,7

Идентификация конверсионной линии $E_e=211{,}35$ keV как K-линии перехода с энергией 272,5 keV только по нашим данным не является вполне достоверной. L-линия этого перехода наблюдалась нами только один раз (в 6-й серии). Однако подтверждением нашей идентификации может служить тот факт, что Городинский и др. [7], изучая спектр γ-лучей этого препарата на сцинтилляционном γ-спектрометре, обнаружили γ-лучи с энергией около 270 keV. Отношение интенсивностей K- и L-конверсионных линий по нашим данным больше 10. Это значение не согласуется ни с одним из теоретических, но ближе всего к значениям для переходов типов $E1$ и $M1$ (табл. 3). Электронным линиям a, b и c рис. 1, имеющим энергии 34,1, 74,2 и 110,1 keV, мы пока не даем идентификации.

Таблица 4

Сравнение экспериментального значения $K-L$ с теоретическими для различных Z

$K-L_i$	Теория		Эксперимент $h\nu=179{,}5$ keV
	$Z=70$	$Z=71$	
$K-L_I$	50,8	52,4	
$K-L_{II}$	51,3	53,0	
$K-L_{III}$	52,4	54,1	$52{,}1\pm0{,}3$

Теперь мы должны рассмотреть вопрос о том, каким изотопам лютеция принадлежат найденные конверсионные линии и каковы схемы распада этих изотопов. К наблюденному периоду полураспада 150—200 дней ближе всего период полураспада Lu^{174} (165 дней). Поэтому мы начнем рассмотрение с него. Lu^{174} должен превращаться в Yb^{174}. Первый уровень возбуждения четно-четных ядер в этом районе около 80 keV. Естественно предположить, что найденный нами переход 78,7 keV возникает при разрядке этого уровня. У Yb^{174}, так же как у соседних четно-четных ядер, должна наблюдаться ротационная полоса — возбужденные состояния типа 2^-, 4^+, 6^+ с энергиями возбуждения, находящимися в отношении 1 : 3,29 : 6,78 (средние из отношений для Er^{166} и Hf^{176}). В случае Lu^{174} энергии возбуждения должны быть 78,7, 258,9 и 533,5 keV. Переходы должны быть типа $E2$ с энергиями 79,7, 180,2 и 274,6 keV. Эти значения весьма близки к наблюдающимся на опыте 179,5 и 272, 5 keV, а если учесть погрешности в определении энергии уровней (0,7 keV) и теоретического отношения энергии ($3{,}29\pm0{,}01$ и $6{,}78\pm0{,}04$), то они полностью совпадают. Такое совпадение заставляет пытаться описывать распад схемой рис. 2. Однако на этом пути возникает ряд трудностей.

1. Городинский и др. [7] обнаружили совпадения между γ-лучами 78,7 и 100,7 keV и совпадения всех γ-лучей (78,7, 100,7, 179,5 и 272,5 keV) с рентгеновскими лучами. Никаких других совпадений не обнаружено.

2. В схеме рис. 2 все три перехода должны быть типа $E2$, а наблюдаются $M1$, $E2$ и $E1$ или $M1$.

3. Так как при распаде Lu^{174} возникает состояние 6^+, то вероятно,

что спин Lu^{174} велик. Правило Пекера [8] позволяет его определить. Так как спины $_{71}Lu^{175}_{104}$ и $_{70}Yb^{173}_{103}$ равны $^7/_2$ и $^5/_2$, то спин $_{71}Lu^{174}_{103}$ должен быть равен 6 или 1. Из этих двух возможностей, по-видимому, осуществляется первая. Если это так, то основной распад идет на уровень 6^+, а переходы на уровни 4^+, 2^+ и 0^+ маловероятны. Если учесть конверсию, то можно найти, что интенсивности γ-лучей должны находиться в соотношении:

$$\gamma_{79} : \gamma_{179} : \gamma_{272} = 1{,}0 : 5{,}0 : 6{,}0.$$

Между тем, по данным [7], эти отношения равны

$$\gamma_{79} : \gamma_{179} : \gamma_{272} : \gamma_{101} = 1{,}00 : 0{,}42 : 1{,}85 : 0{,}51.$$

Относительные интенсивности конверсионных линий должны бы быть такими:

$$K_{79} : L_{79} : K_{179} : L_{179} : K_{272} = 1{,}00 : 2{,}04 : 0{,}79 : 0{,}39 : 0{,}30 : 0{,}09,$$

а наблюдается (табл. 2) 1,00 : 0,20 : 0,005 : 0,002 : 0,006 : 0,0006.

Таким образом, никакого согласия в относительных интенсивностях γ-лучей и конверсионных линий не наблюдается. Учитывая все указанные обстоятельства, а также наличие интенсивной, не укладывающейся в схему, линии с $h\nu = 100{,}7$ keV, мы должны констатировать, что одной схемой, подобной изображенной на рис. 2, объяснить все факты нельзя. В то же время особых сомнений в том, что схема рис. 2 в какой-то мере применима к Lu^{174}, также не возникает. Мы могли бы предположить, что часть наблюденного излучения возникает по схеме рис. 2, но отсутствие совпадений между самыми сильными γ-линиями 78,7 и 272 keV показывает, что эта часть во всяком случае невелика.

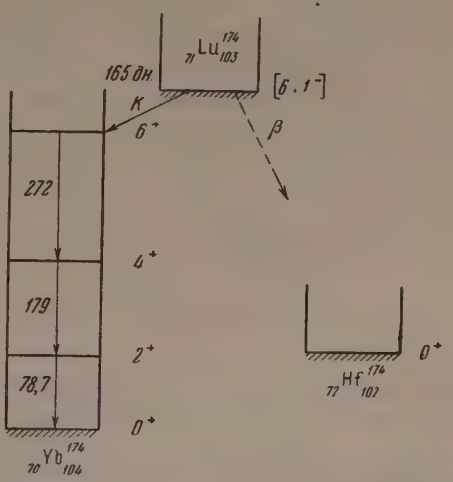


Рис. 2. Возможная схема распада Lu^{174}

Мы должны, следовательно, учесть возможность того, что идентификация, сделанная Вилкинсом и Хиксом по ядерным реакциям, ошибочна, и период, близкий к 170 дням, принадлежит не Lu^{174}, а другому изотопу Lu. Следует добавить, что существование других долгоживущих четно-четных изотопов Lu, вроде Lu^{172} или Lu^{170}, не помогло бы в объяснении установленных фактов, так как у них должна быть похожая последовательность возбужденных состояний. Итак, допустим, что искомым изотопом является Lu^{173}, распадающийся в Yb^{173}. Про Yb^{173} известно, что в основном состоянии он имеет спин $^5/_2$ [9]; возбужденные состояния Yb^{173} неизвестны. В ротационной области редких земель ($152 \leqslant A \leqslant 190$) вращательные уровни наблюдаются у многих нечетных ядер. Однако известно всего два ядра в этой области со спином основного состояния $^5/_2$. Это Eu^{153} и Dy^{161}. Уровни типа $^7/_2$ и $^9/_2$ имеют у них энергию 84, 194 и 74,8, 166 keV. Энергия ротационных уровней в ядре со спином $I \neq {}^1/_2$ может быть написана в виде

$$E_I I(I+1) + E_2 I^2 (I+1)^2.$$

Если пренебречь вторым поправочным членом, то энергия уровней должна следовать ряду 7, 16, 27, 40..., т. е. находиться в соотношении

$$1 : 2{,}28 : 3{,}86.$$

У ядер Eu^{153} и Dy^{161} отношение энергий первых двух уровней очень близко

к значению 2,28—2,31 и 2,22 соответственно; это означает, что второй член действительно мал и им можно пренебречь.

Применяя указанный ряд к Yb^{173}, получаем последовательность уровней 78,7, 179 и 304 keV. Обращает на себя внимание то, что первые два числа и разность между ними точно отвечают энергии трех наблюденных переходов. Они укладываются в схему рис. 3.

Согласно схеме рис. 3, переход 179,5 keV должен быть типа $E2$. Это согласуется с нашими опытными данными. Переходы 100,7 и 78,7 keV должны быть типа $M1$ с примесью $E2$, что также не противоречит опыту.

Теперь осталось определить происхождение перехода $h\nu = 272{,}5$ keV. Третий вращательный уровень ядра Yb^{173} должен иметь энергию около 300 keV. Очевидно, что переход 272,5 keV не может быть связан с этим уровнем. С другой стороны он не может быть переходом между ротационными уровнями, так как тогда были бы $\gamma_{79} - \gamma_{272}$-совпадения; колебательные уровни в этих ядрах лежат гораздо выше. Поэтому мы не видим другой возможности, как считать его связанным с каким-то одночастичным уровнем Yb^{173}. Его приходится считать идущим прямо на основной уровень Yb^{173}, так как γ-линия $h\nu = 272{,}5$ keV не дает совпадений ни с какой другой линией. Исходя из схемы рис. 3, переход 179,5 должен быть типа $E2$ и поэтому этот переход было бы удобно использовать для связи между γ-лучами и конверсионными электронами. Однако в спектре конверсионных электронов имеется линия 110,1 keV, для которой мы не можем исключить идентификацию $K = 171{,}4$. В этом случае интенсивность γ-лучей, приписываемая в работе [7] переходу 179 keV, относится как к переходу 179,5 keV, так и к переходу 171,4 keV. По этой причине для установления связи между γ-лучами и конверсионными электронами мы выбираем переход $h\nu = 78{,}7$ keV, относительно которого выше было показано по K/L и $L_{III}/(L_I + L_{II})$, что он либо чистый $M1$-переход, либо содержит примесь до 10% $E2$. Принимая интенсивность γ-лучей этого перехода за 1,00 и используя теоретический коэффициент конверсии для перехода типа $M1$, мы подсчитали относительные интенсивности γ-лучей и электронов (табл. 5). В этой же таблице

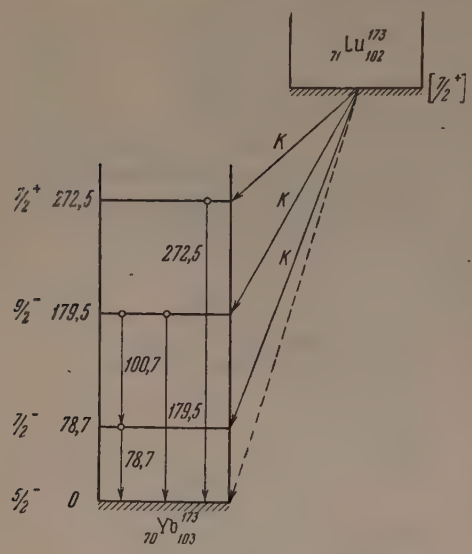


Рис. 3. Схема распада Lu^{173}

Таблица 5

Сравнение относительных интенсивностей γ-лучей и конверсионных электронов (α_K для перехода 78,7 keV принято равным 5,7)

Энергия перехода, keV	Интенсивности					α_K (эксперимент)	α_K (теория)	
	γ-лучей	электронов			перехода			
		K	L	M				
78,7	1,00	5,7	1,1	0,3	8,1	—	$M1$—5,7	
100,7	0,51	1,0	0,17	0,04	1,7	1,96	$M1$—3,1	$E2$—1,0
179,5	0,42	0,028	0,014	—	0,46	0,067	$E2$—0,21	
272,5	1,85	0,033	0,033	—	1,9	0,018	$E1$—0,021	$M1$—0,18

приведены экспериментальные коэффициенты конверсии на K-оболочке, которые являются отношением интенсивностей K-электронов конверсии и γ-лучей. Сравнение экспериментального значения α_K для перехода 272,5 keV с теоретическими позволяет установить, что этот переход типа $E1$. Экспериментальное значение коэффициента конверсии на K-оболочке для перехода 179,5 keV в три раза меньше теоретического для перехода типа $E2$. Возможно, что это объясняется наличием упомянутых выше γ-лучей 171,4 keV. При определении интенсивности K-конверсионных электронов перехода 100,7 keV взята полная интенсивность линии 39,4 keV; вклад K — $2L$-Оже-электронов в эту линию не учитывался. В соответствии с тем, что интенсивность K-электронов завышена, должно быть завышено и значение α_K для этого перехода. Значение α_K для перехода 100,7 keV, приведенное в таблице (1,96), отличается от теоретического для перехода типа $M1$ — 3,1. Это можно было бы объяснить значительной примесью $E2$ (>30%). Используя теоретическое отношение интенсивностей квадрупольного γ-излучения со второго ротационного уровня на первый и на нулевой уровень [10], можно оценить процент примеси квадрупольного излучения в переходе 100,7 keV. Оказывается, что примесь излучения типа $E2$ по этой оценке не превышает 5%. Таким образом, остается неясным, чем объяснить полученное значение α_K для перехода 100,7 keV.

Пользуясь данными о полном числе переходов, можно дать относительные числа электронных захватов на уровни Yb^{173}: $W_{272,5}$: $W_{179,5}$: $W_{78,7}$ = = 1,9 : 2,2 : 6,5. Для оценки числа захватов на основной уровень Yb^{173} необходимо знать относительную интенсивность рентгеновского излучения.

Результаты сравнения относительных интенсивностей γ-лучей и конверсионных электронов при предположении, что переход 78,7 keV (смешанный—типа 90% $M1$ + 10% $E2$), приводят к тем же результатам.

2. Конверсионные электроны изотопов лютеция с периодом полураспада 7—8 дней

Конверсионные линии недельных изотопов наблюдались в спектре препарата как длительного, так и короткого облучения. Спектр конверсионных электронов препарата длительного облучения изучался семь раз в течение полугода. В первых четырех сериях наблюдались электронные линии как полугодовых, так и недельных изотопов. В последних трех сериях наблюдались только электроны полугодовых изотопов. Спектр конверсионных электронов полугодовых изотопов приводился к моменту измерения спектра первой или второй серии и вычитался из него. Полученный таким образом спектр представлен на рис. 4. Следует отметить, что по понятным причинам вычитание приводит к надежным результатам только в тех участках спектра, где нет интенсивных линий конверсионных электронов первой группы. Поэтому на рис. 4 те участки спектра, где есть интенсивные линии полугодовых изотопов, пропущены (пунктир).

Спектр конверсионных электронов препарата короткого облучения изучался два месяца. В течение первых двух недель в спектре наблюдались конверсионные электроны недельных и двухдневных изотопов. В последних сериях измерений был получен спектр недельных изотопов, в основном идентичный со спектром рис. 4.

В табл. 6 представлены экспериментальные результаты изучения конверсионных линий недельных изотопов. Как видно из таблицы, нами идентифицированы три γ-перехода и осталось 14 нерасшифрованных линий. γ-Переход 75,8 keV идентифицирован нами по линиям 14,5 (K), 66,1 ($L_{\mathrm{I}} + L_{\mathrm{II}}$), 67,3 ($L_{\mathrm{III}}$)и 74,2 keV ($M$). Линия 14,5 keV по энергии близка к самой интенсивной линии конверсионных электронов полугодовых изотопов (17,4 keV) и поэтому в спектре препарата длительного облучения была почти незаметна. В спектре препарата короткого облучения эта линия была отчетливо видна (см., например, рис. 6). Остальные линии этого

Таблица 6

Энергия и относительные интенсивности конверсионных линий изотопов лютеция с $T \sim 8$ дней

№ п/п	Энергия электронов, keV			Hρ	I	Идентификация
	короткое облучение	длительное облучение	среднее значение			
1	14,5±0,1	14,4	14,5±0,1	407	~7	K-76
2		21,2±0,2	21,2±0,2	493	<0,5	
3	24,3±0,1	24,4±0,4	24,3±0,2	528	4,5±0,2	
4		26,2±0,2	26,2±0,2	549	<0,5	
5	29,3±0,1	29,3±0,2	29,3±0,1	582	1,6±0,1	K-91
6		30,2±0,2	30,2±0,2	590	<0,5	
7		40,2±0,2	40,2±0,2	686	—	K—2L-Оже
8		42,1±0,2	42,1±0,2	698	—	
9	45,4±0,1	45,2±0,1	45,3±0,2	730	7,2±1,3	
10		48,0±0,2	48,0±0,2	751	—	K—LM-Оже
11		49,6±0,2	49,6±0,2	761	—	
12	53,5±0,4	53,4±0,1	53,4±0,2	795	0,8±0,1	
13	56,7±0,2	56,6±0,1	56,6±0,2	823	~15	K—2M-Оже
14	58,1±0,3		58,1±0,3	831		
15	62,1±0,2	62,1±0,1	62,1±0,2	861	1,3±0,1	
16	64,8		64,8	881	—	
17	66,2±0,1	66,0±0,4	66,1±0,2	891	16,8±0,6	(L_I+L_{II})-76
18	67,2±0,2	67,4±0,3	67,3±0,2	900	21,6±0,8	L_{III}-76
19	69,0±0,2		69,0±0,2	911	—	
20	70,2±0,2		70,2±0,2	920	—	
21	74,2±0,2	74,2±0,1	74,2±0,2	947	13,5±0,5	M-76
22	80,6±0,3	81,2±0,3	80,9±0,3	992	2,8±0,2	L-91
23	88,5±0,2		88,5±0,2	1042	—	M-91
24	120,4±0,1	120,5±0,2	120,4±0,2	1234	1,0	K-182
25	171,8±0,2	172,1±0,3	171,9±0,2	1507	0,41±0,01	L-182
26	209,9±0,5		209,9±0,5	1690	<0,1	
27	753,7±0,5		753,7±0,5	3854	<0,1	
28	845,6±0,5		845,6±0,5	4188	<0,1	
29	903,1±1,0		903,1±1,0	4390	<0,1	

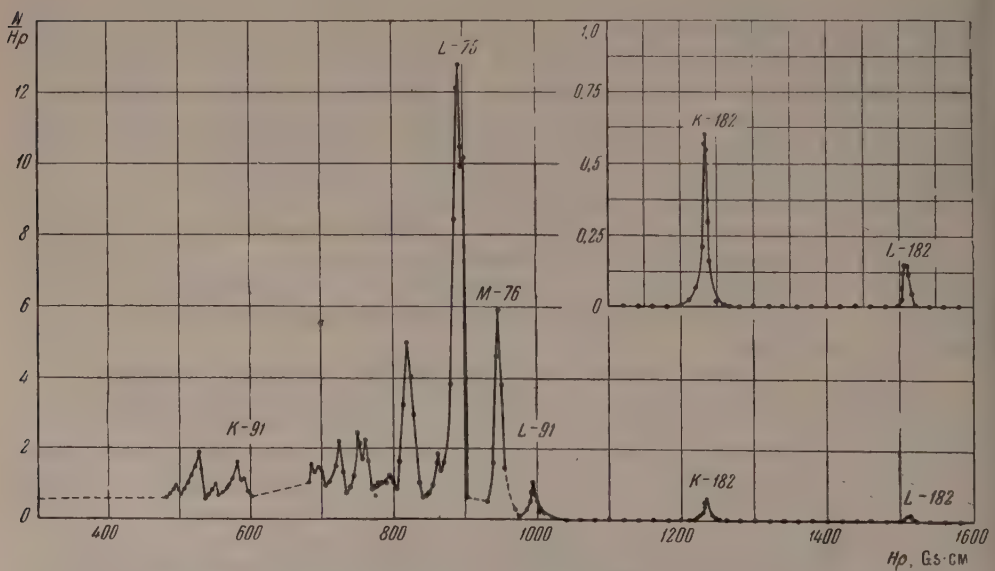


Рис. 4. Спектр конверсионных электронов изотопов лютеция с $T \sim 8$ дней

перехода наблюдались как в спектре препарата короткого, так и длительного облучения. Очевидно, по величине разности $K - M$ можно однозначно установить, что переход происходит в ядре с $Z = 70$ (Yb):

Рентгеновское значение K—M при $Z = 69$ от 57,0 до 57,9 keV,
» » » » $Z = 70$ » 58,9 » 58,8 »
» » » » $Z = 71$ » 60,8 » 61,7 »
Экспериментальное значение K—M 59,7 keV.

Прибавляя к энергии K-линии энергию связи на K-оболочке Yb, получаем значение энергии перехода 75,8 $\pm$ 0,3 keV. Сравнение экспериментальных и теоретических отношений K/L и $(L_I + L_{II})/L_{III}$ (табл. 7) позволяет утверждать, что переход 75,8 keV есть переход типа $E2$. Конверсионные линии 29,3, 80,8 и 88,5 keV мы приписываем γ-переходу 90,6 keV.

Таблица 7

Сравнение экспериментальных и теоретических отношений K/L и $(L_I + L_{II})/L_{III}$

$h\nu$, keV	Отношение	Эксперимент	Теория					
			$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$
75,8	K/L	0,15	5,7	0,5	0,02	5,3	2,8	0,6
75,8	$(L_I+L_{II})/L_{III}$	0,78	3,6	1,3	4,5	11	4,3	1,7
90,6	K/L	0,58$\pm$0,07	6,4	0,74	0,06	6,6	3,1	1,4
181,7	K/L	2,44$\pm$0,08	5,7	1,7	0,8	6,1	3,9	2,7

Экспериментальное значение разности $K - M$, равное 59,2 keV, позволяет установить, что переход происходит в ядре с $Z = 70$ (Yb). Принимая $Z = 70$, получаем по K-линии значение энергии перехода 90,6 — 0,5 keV. Сравнение экспериментального отношения с теоретическим показывает, что этот переход, скорее всего, типа $E2$.

Конверсионные линии 120,4 (K) и 171,9 keV (L) мы приписываем γ-переходу 181,7 keV. Значение разности $K - L$, равное 51,8 keV, позволяет установить, что переход происходит в ядре с $Z=70$ (Yb). По K-линии находим значение энергии перехода 181,7 $\pm$ 0,7 keV. Сравнение экспериментального и теоретических отношений K/L (табл. 7) показывает, что переход 181,7 keV может быть типов $E2$ или $M3$; возможны также смеси типа $M1 + E2$ или $E2 + M3$.

Энергии электронных линий 40,2 и 42,4 keV совпадают с энергией K—$2L$-Оже-электронов иттербия; 48,0 и 49,6 keV — с энергией $K - MM$-Оже-электронов. Эти линии, по-видимому, создаются полностью или частично Оже-электронами.

Городинский, Мурин и другие [5], изучая γ-спектр изотопов лютеция с $T = 7$—8 дней, обнаружили следующие γ-лучи: 180 $\div$ 190, 300 $\div$ 350, 480, 720, 900, 980, 1080 keV (область спектра $E < 150$ keV им изучить не удалось). Наличие γ-лучей $\sim$900 и $\sim$980 keV позволяет сделать предположение, что конверсионные линии 845,6 и 903,1 keV есть K-линии от этих γ-переходов. Энергии переходов при этом предположении оказываются равными 906,9 $\pm$ 3,0 keV и 964,5 $\pm$ 3,0 keV.

Имеющиеся в нашем распоряжении данные недостаточны, чтобы дать идентификацию остальным линиям табл. 6.

Нами был изучен препарат лютеция, выделенный из гафния, образовавшегося в результате реакции глубокого отщепления на тантале. Результаты исследования спектра конверсионных электронов позволяют утверждать, что линии № 13, 14, 15, 17, 18, 21, 22 (см. табл. 6) принадлежат Lu^{171}. Принадлежность остальных линий неясна.

3. Конверсионные электроны изотопов лютеция с периодом полураспада ~ 2 дней

Конверсионные электроны третьей группы ($T \sim 2$ дней) наблюдались только в спектре препарата короткого облучения. Как указано во введении, в спектре препарата короткого облучения наблюдались линии конверсионных электронов недельных и двухдневных изотопов, а также несколько линий конверсионных электронов, энергия и относительные интенсивности которых позволяют установить, что эти линии принадлежат Yb^{169} (табл. 8) (спектр конверсионных электронов препарата Yb^{169} был изучен специально в тех же условиях). Интенсивность линий, приписываемых нами Yb^{169}, вначале в течение нескольких дней нарастала, а затем спадала с периодом полураспада около 32 дней. На рис. 5 построены графики нарастания и распада дочерней активности для трех значений периода полураспада материнской активности: 1, 1,5 и 2 дня и периода полураспада дочерней активности 32 дня (Yb^{169}). На этом же рисунке приведены экспериментальные данные об интенсивности конверсионной линии K-198. Расчетные кривые совмещены с экспериментальной точкой для $t = 666$ час (эта точка на рисунке не изображена). Видно, что экспериментальные точки лучше всего совпадают с теоретической кривой для периода полураспада материнской активности 1,5 дня. Таким образом, наши данные подтверждают вывод Городинского, Мурина и др. о том, что в реакции глубокого отщепления на тантале образуется изотоп Lu^{169} с периодом полураспада, близким к 2 дням. Образуется ли в реакции глубокого отщепления изотоп Lu^{170}? Может быть, вся двухдневная активность, обнаруженная Нервиком и Сиборгом и Городинским и др. в лютециевой фракции, связана с распадом Lu^{169}? Наши данные позволяют дать ответ на эти вопросы.

Таблица 8

Сопоставление энергии и относительных интенсивностей конверсионных линий, наблюденных в препарате лютеция, с энергиями и интенсивностями линий Yb^{169}*

Идентификация, keV		Препарат Lu		Препарат Yb^{169}	
		$H\rho$	I	$H\rho$	I
	110	1112	0,55	1113	0,48
K	178	1221	0,82	1220	0,86
K	198	1336	1	1337	1
	178	1485	0,15	1487	0,11
	198	1590	0,15	1592	0,15

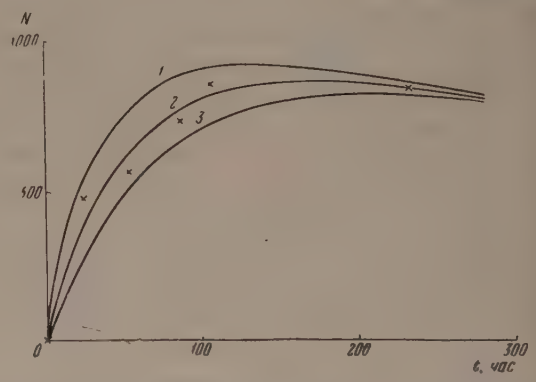


Рис. 5. Накопление и распад Yb^{169} в препарате лютеция короткого облучения: 1—$T = 1$ дню, 2 — $T = 1{,}5$ дня, 3—$T = 2$ дням

В табл. 9 перечислены обнаруженные нами линии конверсионных электронов третьей группы, а на рис. 6 изображен спектр конверсионных электронов препарата лютеция короткого облучения по результатам второй серии измерений. Столбиками на рис. 6 отмечены конверсионные линии, которые мы относим ко второй группе: высота столбика соответствует приблизительно половине интенсивности соответствующего пика. Пунктиром изображен электронный спектр Yb^{169}. Этот спектр построен по результатам измерений препарата иттербия, интенсивность его дана по линии K-198. Как видно из табл. 9, данные о конверсионных линиях третьей группы позволяют идентифицировать семь γ-переходов.

* Сопоставление интенсивностей линий выполнено по скорости счета на максимуме.

Таблица 9

Конверсионные линии изотопов лютеция с $T\sim 2$ дней

$H\rho$	E_{e^-}, keV	Идентификация	E_γ, keV	$H\rho$	E_{e^-}, keV	Идентификация	E_γ, keV
513	23,0	K-84	84,3	1088	95,5	K_1	156,8
549	26,2			1114	99,7		
649	36,3			1137	103,3	K_2	164,6
689	40,6			1171	109,5	K_3	170,8
703	42,3			1287	129,4	K_4	190,7
730	45,4			1301	131,8	K_5	193,1
743	47,0			1355	142,2	K_6	203,5
948	74,2	(L_I+L_{II})-84		1382	147,3	L_1	
956	75,4	L_{III}-84		1424	155,3	L_2	
1001	82,4	M-84		1460	162,1	L_3	
1013	83,4	N-84		1555	180,5	L_4	
1060	90,1			1568	183,8	L_5	
				1612	192,9	L_6	

Переход 84,3 keV идентифицирован по электронным линиям 23,0 keV (K), 74,2 keV ($L_I + L_{II}$), 75,4 keV (L_{III}), 82,4 keV (M) и 83,4 keV (N). Сравнивая экспериментальное значение разности $K - M$, равное 59,4, с рентгеновскими, нетрудно убедиться (ср. выше, стр. 942), что переход происходит в ядре с $Z = 70$ (Yb). Прибавляя к энергии K-линии энергию связи на K-оболочке Yb, получаем значение энергии перехода $84{,}3 \pm 0{,}3$ keV. Ввиду сложности спектра рис. 6, трудно точно определить отношение интенсивностей K- и L-конверсионных линий; оно порядка 0,15. Оценка отношения $(L_I + L_{II})/L_{III}$ дает величину 0,8. Сравнение этих отношений с теоретическими (табл. 10) позволяет однозначно установить, что переход 84,3 keV типа $E2$.

Таблица 10

Сравнение экспериментальных отношений K/L и $L_I + L_{II}/L_{III}$ с теоретическими для перехода 84,3 keV

	Экспериментальная величина	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$
K/L	0,15	6,1	0,49	0,02	5,7	2,7	0,6
$(L_I+L_{II})/L_{III}$	0,8	3,9	1,4	4,5	11	4,3	1,7

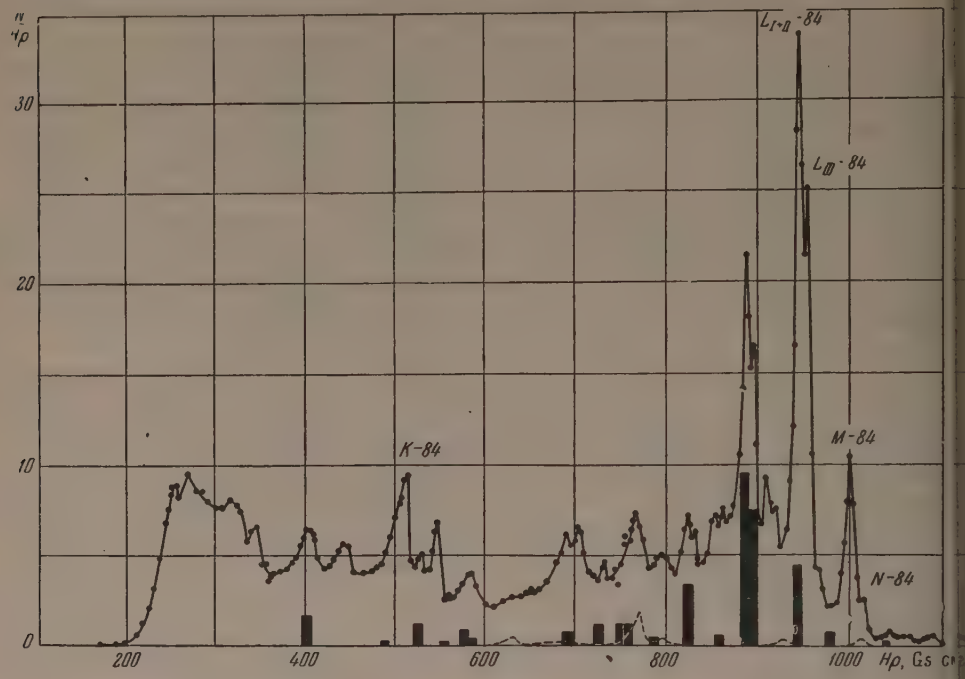
γ-Переход 84,1 keV типа $E2$ наблюдался при β-распаде (Tu^{170}[9]; были определены экспериментальные значения отношений $K/L = 0{,}15$ и $L_I : L_{II} : L_{III} = 0{,}1 : 0{,}83 : 1{,}00$ и установлено, что это переход с первого ротационного на основной уровень ядра Yb^{170}. Несомненно, что мы обнаружили тот

Таблица 11

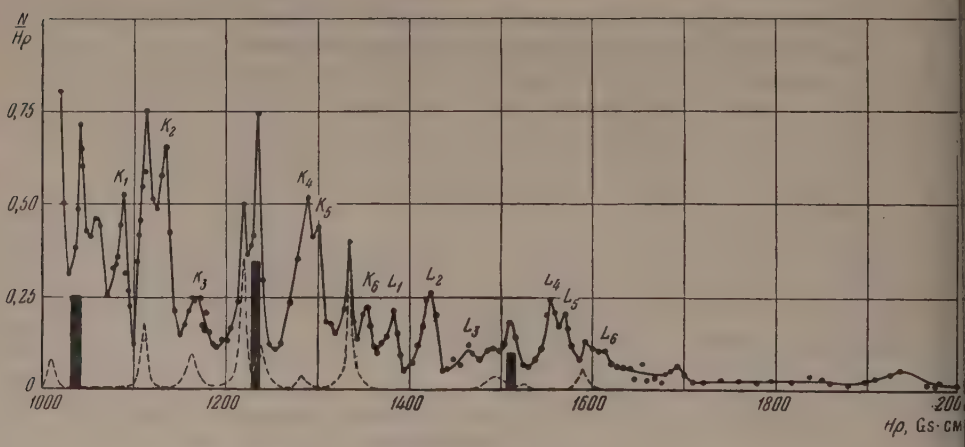
Сравнение экспериментальных значений разности $K—L$ с рентгеновскими

$h\nu$	Z=70			Z=71		
	$K-L_I$	$K-L_{II}$	$K-L_{III}$	$K-L_I$	$K-L_{II}$	$K-L_{III}$
Рентген	50,8	51,3	52,4	52,4	53,0	54,1
156,8		51,8				
164,6			52,0			
170,8			52,6			
190,7		51,1				
193,1			52,0			
203,5	50,7					

же переход, возникающий при распаде ядра Lu^{170} путем K-захвата. Таким образом, теперь мы можем дать ответ на поставленный выше вопрос: изотоп лютеция с массовым числом 170 присутствовал в нашем препарате.



а



б

Рис. 6. Спектр конверсионных электронов изотопов лютеция с $T \sim 2$ дням. Столбики — линии 8-дневного Lu, пунктир—линии Yb^{169}

В табл. 11 экспериментальные значения разности K—L для остальных шести γ-переходов сравниваются с табличными для двух значений Z. Представляется весьма вероятным, что все эти переходы происходят в ядре с $Z=70$ (Yb). Ввиду того что спектр конверсионных электронов рис. 6, б имеет очень сложный характер, мы не производили разложения спектра на отдельные линии и не определяли их относительные интенсивности. Из общего вида спектра очевидно, что отношения K/L для всех переходов

во всяком случае больше единицы. Таким образом, можно утверждать, что среди шести перечисленных в табл. 11 γ-переходов нет переходов с мультипольностью выше двух.

Наша оценка периода полураспада конверсионных линий третьей группы (табл. 9) позволяет утверждать, что все конверсионные линии третьей группы связаны с распадом двух изотопов лютеция — Lu^{169} и Lu^{170}. Как было указано выше, переход 84,3 keV принадлежит Lu^{70} и является переходом между первым ротационным и основным состоянием Vb^{170}. Энергия перехода между вторым и первым ротационными состояниями должна быть равной $84{,}3 \cdot 2{,}33 = 196$ keV. Возможно, что один из трех обнаруженных нами γ-переходов — 190,7, 193,1 и 203,5 keV — является именно этим переходом. Никаких других суждений о принадлежности перечисленных в табл. 11 конверсионных линий мы пока сделать не можем.

Мы выражаем глубокую благодарность директору лаборатории ядерных проблем ОИЯИ В. П. Джелепову за содействие в работе.

Мы весьма признательны обслуживающему персоналу синхроциклотрона ОИЯИ за выполнение облучений образцов тантала, а также В. Д. Плуженкову, В. И. Мехедову и В. А. Халкину, способствовавшим проведению длительных облучений.

Мы весьма благодарны Г. М. Городинскому, А. Н. Мурину и В. Н. Покровскому за сообщение результатов изучения спектров γ-лучей до опубликования и Л. К. Пекеру за участие в обсуждении результатов.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., См. настоящий номер журнала, стр. 918
2. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 75, 1371 (1951).
3. Hollander J. M., Perlman I., Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys., 25, 469 (1953). Русский перевод Г. Сиборг, И. Перлман, Дж. Холлендер, Таблица изотопов, 1956.
4. Nervik W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
5. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Титов И. Е., ДАН СССР, 112, 3 (1956).
6. Laberrique-Frolow J., Radvanyi P., J. phys. rad., 17, 944 (1956).
7. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К. См. настоящий номер, стр. 1004.
8. Пекер Л. К., см. настоящий номер журнала, стр. 1029.
9. Michelich J., Church E., Phys. Rev., 85, 690 (1952).
10. Heidenburg N., Temmer G., Phys. Rev., 104, 981 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. Д. ВОРОБЬЕВ, К. И. ИЛЬИН, Т. И. КОЛЬЧИНСКАЯ, Г. Д. ЛАТЫШЕВ, А. Г. СЕРГЕЕВ, Ю. Н. ТРОФИМОВ и В. И. ФАДЕЕВ

СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ АКТИВНОГО ОСАДКА РАДИОТОРИЯ

III (ОБЛАСТЬ $H\rho = 1380 \div 2700$ и $3500 \div 9000$ Gs·см)

Введение

Эта статья является продолжением работ [1, 2] по изучению спектра электронов внутренней конверсии активного осадка RaTh. В [1] изучался жесткий участок спектра ($H\rho > 2600$ Gs·см), в [2] — мягкий участок ($H\rho < 1380$ Gs·см). Измерение проводилось на магнитном спектрометре типа кэтрон при разрешающей способности 0,25%. Магнитное поле измерялось и стабилизировалось методом магнитного резонанса протонов [3]. Для определения энергий конверсионных электронов прибор градуировался по ряду линий активного осадка RaTh, значения $H\rho$ которых известны с большой точностью из работ [4, 5]. Градуировочный график кэтрона приведен в работе [2]. Точность определения $H\rho$ для интенсивных линий составляет $(2 \div 3) \cdot 10^{-4}$.

1. Интенсивности конверсионных линий

При определении относительных интенсивностей конверсионных линий был учтен тот факт, что часть атомов ThC″ слетает с источника вследствие α-отдачи при распаде $\mathrm{ThC} \xrightarrow{\alpha} \mathrm{ThC''}$. Это приводит к тому, что интенсивность всех конверсионных линий, возникающих при распаде $\mathrm{ThC''} \xrightarrow{\beta} \mathrm{ThD}$, уменьшается на 30% [6] по сравнению с интенсивностью линий, принадлежащих другим ядрам. Поэтому интенсивности всех линий, возникающих при распаде ThC″ → ThD, находились относительно линии L, возникающей при том же распаде. Интенсивности остальных линий находились относительно I-линии ThB → ThC. Для того чтобы связать друг с другом все интенсивности, было найдено отношение интенсивностей L- и I-линий с источником, покрытым пленкой (~10 μг см²), предотвращающей слет атомов отдачи. Рассчитывались также абсолютные интенсивности конверсионных линий, т. е. число электронов на акт распада ThB. Расчет проводился с помощью линии X, абсолютная интенсивность которой равна $1{,}7 \cdot 10^{-3}$ электронов на распад ThC″. Это значение следует из теоретического коэффициента конверсии [7] для $E3$-перехода. Указанный характер перехода для X-линии доказан в работах [6, 8].

Для проверки правильности градуировки по абсолютным интенсивностям мы провели сравнение наших данных по интенсивности γ-перехода 40 keV с известной величиной вероятности возбуждения уровня 40 keV ThC″ при α-распаде ThC → ThC″. На этот уровень идет 70% всех α-распадов ThC. Кроме того, уровень возбуждается при γ-переходах с верхних уровней ThC″, число таких переходов, по нашим данным, 2%. Итак, вероятность возбуждения уровня 40 keV ThC″ составляет 0,72. Число переходов с этого уровня на основной

$$N = N_{L_\mathrm{I}} + N_{L_\mathrm{II}} + N_{L_\mathrm{III}} + N_M + N_N + N_0 + N_\gamma,$$

где N_{L_I}, $N_{L_{II}}$... — числа конверсионных электронов от γ-перехода 40 keV на акт распада ThC → ThC″, N_γ — число γ-квантов с энергией 40 keV.

Конверсия γ-перехода 40 keV на L_I-оболочке атома Tl^{208} (ThC″) приводит к возникновению сильной линии *A*. Однако *A*-линия имеет заметную примесь *K*-электронов конверсии γ-квантов 115 keV Bi^{212} (ThC)*. Величину этой примеси можно подсчитать, так как известна интенсивность *E*-линии — конверсия γ-квантов 115 keV на L_I-оболочке Bi^{212}. Из отношения $L_I : L_{II}$ следует, что переход 115 keV — типа *M*1, а для $M1 : K : L = 6{,}3$. Оказалось, что доля, вносимая K-конверсионными электронами в *A*-линию, составляет 15%. Если учесть это, то $N_{L_I} = 0{,}446$. Число конверсионных электронов на остальных подоболочках равно:

$$N_{L_{II}} + N_{L_{III}} + N_M + N_N + N_0 = 0{,}208.$$

Число переходов с γ-излучением N_γ легко рассчитать по теоретическому коэффициенту конверсии на L_I-оболочке. Из отношения $L_I : L_{II} : L_{III}$ следует, что переход 40 keV есть чистый *M*1. Если воспользоваться коэффициентами конверсии по Розе [10], исправленными на конечные размеры ядра [11], то для интенсивности γ-излучения 40 keV получаем $N_\gamma = 0{,}031$.

Итак, интенсивность всех переходов с уровня 40 keV $N = 0{,}685$ электронов на распад ThC → ThC″, что лишь на 5% отличается от вероятности возбуждения (0,72) этого уровня. Совпадение можно считать хорошим, если учесть, что N_{L_I}, $N_{L_{II}}$ и т. д. определялись при помощи линии *X* ($E_\gamma = 2615$ keV), лежащей на другом конце спектра.

Абсолютные интенсивности некоторых сильных конверсионных линий активного осадка RaTh измерены в работах [12] и [13]. Наши данные отличаются от данных [12] в среднем на 8%, а от данных [13] — на 5%. Мы оцениваем точность наших измерений абсолютных интенсивностей как 5—10% для интенсивных линий.

2. Конверсионный спектр в области $H\rho = 1380 \div 2600$ Gs·см

При изучении этого участка спектра проведено три серии измерений. В каждой серии определены положение линий и их интенсивности. Средние значения $H\rho$ и интенсивностей приведены в табл. 1. Там же дается энергия электронов и соответствующих γ-переходов, идентификация линий и сравнительные данные из работ [12—15]. Видно, что наши данные по $H\rho$, и особенно по интенсивностям, заметно отличаются от данных [13, 14], где применялась фотографическая регистрация электронов.

Мы не нашли обнаруженные в работе [15] 6 линий: *F*2, *F*b1, *G*1, *H*1, *Ja*2 и *Ja*3. Линии *Fb*1 и *G*1, по-видимому, не отделились от сильных линий *Fb* и *G*. Для остальных линий в табл. 1 указан верхний предел интенсивностей, который лежит ниже пределов, даваемых в работах [14, 15]. Вместе с тем в этой области найдено 4 новых линии: *Fa*1, *Jc3a*, *Jc3b* и *L*1. Линии *Jc3a* и *L*1 обязаны конверсии на *L*-оболочке Tl^{208} (ThC″) γ-квантов, 312,6 и 437,7 keV соответственно. Происхождение линии *Jc3b* можно объяснить конверсией γ-квантов 415 keV на *K*-оболочке Bi^{212} (ThC). Возможность такого перехода следует из схемы распада ThB → ThC. Линия *Fa*1 не идентифицирована.

---

* Наличие примеси *K*-электронов в *A*-линии было показано нами в работе [9]. Однако определенная там величина примеси *K*-электронов неточна, так как при графическом разложении *A*-линии не учитывался высокоэнергетичный хвост L_I-линии, возникающий вследствие допплеровского эффекта.

Таблица 1

Конверсионный спектр активного осадка радиотория в области $H\rho = 1380—2700$ Gs·см

Название по Эллису	Наши данные								Эллис [14]		Сурюг [15]		Фламмерсфельд [13]		Мартин и Ричардсон [12]	
	$H\rho$, Gs. см	E_e, keV	Переход	Z	Уровень	E_γ, keV	I относительно I-линии	$P_\alpha \cdot 10^3$	$H\rho$	I	$H\rho$	I	I	$P_\alpha \cdot 10^3$	I	$P_\alpha \cdot 10^3$
F	1388,44	148,108	$B \to C$	83	K	238,601	5,94	28,4	1385,8	6,7	1388	8,6	5,54	28,4	5,49	31,3
F1	1436	157,2	—	83	—		0,001	0,005	1428,6	0,002	1436	0,005				
F2	—	—	—	—		—	<0,001	<0,005	—	—	1439	0,005				
Fa	1452,97	160,3	$B \to C$	—	L_I	176,7	0,0034	0,016	1446,6	0,014	1452	0,017				
Fa1	1458	161,5	—	83	—	—	0,0015	0,007	—	—	—	—				
Fb	1473,8	164,54	$C'' \to D$	—	K	252,54	0,0310	0,146	1469,3	0,024	1472	0,025	0,23	0,12		
Fb1	—	—	—	82	—	—	—	—	1479,0	0,003	1476	0,005				
G	1597,5	189,35	$C'' \to D$	—	K	277,35	0,199	0,94	1593,8	0,13	1595	0,17	0,18	0,92	0,17	0,99
G1	—	—	—	82	—	—	—	—	1611,8	—	1598	0,005				
G2	1628	195,7	$C'' \to D$	—	L_I	211,5	0,002	0,008	—	—	1624	0,005				
Ga	1661,8	202,66	$C \to C''$	82	K	288,18	0,023	0,107	1656,8	0,026	1658	0,017	0,021	0,11		
H	1694,7	209,59	$B \to C$	81	K	300,12	0,224	1,06	1691,0	0,24	1695	0,25	0,21	1,06		
H1	—	—	—	83	—	—	<0,001	<0,005	1710,9	—	1719	0,005			0,21	1,27
H2	1732	217,6	$C'' \to D$	—	L_I	233,5	0,0024	0,011	—	—	1729	0,005				
I	1753,91	222,21	$B \to C$	82	L_I	238,60	0,896	4,23	1751,0	1	1752	1	1	5,13	1	5,7
Ia	1757,07	222,90	$B \to C$	83	L_{II}	238,6	0,104	0,491	1754,0		1755					
Ia1	1766,85	225,0	$B \to C$	83	L_{III}	238,4	0,0059	0,028	1761,8	0,003	1764	0,005				
Ia2	—	—	—	83	—	—	<0,002	<0,008	1804,1	—	1785	0,005				
J	1811,11	234,61	$B \to C$	—	M_I	238,61	0,213	1,00	1807,7	0,24	1809	0,25				
J1	1812,6	234,93	$B \to C$	83	M_{II}	238,63	0,025	0,12	—	—	1812	<0,005				
J2	1821	236,7	$C'' \to D$	83	L_I	252,6	0,007	0,03	—	—	1816	<0,005	0,31	1,58		
Ja	1825,5	237,76	$B \to C$	82	N	238,65	0,073	0,34	1821,3	0,067	1822	0,077				
Ja1	1829,4	238,61	$B \to C$	83	O	238,76	0,015	0,071	1842,1	0,007	1825	<0,005				

Таблица 1 (продолжение)

Название по Эллису	Наши данные								Эллис [14]		Сурюг [15]		Фламмерсфельд [13]		Мартин и Ричардсон [12]	
	$H\rho$, Gs. см	E_e, keV	Переход	Z	Уровень	E_γ, keV	I относительно I-линии	$P_\alpha \cdot 10^3$	$H\rho$	I	$H\rho$	I	I	$P_\alpha \cdot 10^3$	I	$P_\alpha \cdot 10^3$
*Ja*2	1847,1	242,50	$C \rightarrow C''$	81	K	328,02	0,007	0,033	—	—	1843	0,005				
*Ja*3	—	—	—	—	—	—	$<0{,}0005$	$<0{,}0025$	1905,2	—	1907	$<0{,}005$				
*Ja*4	1916	257,9	—	—	—	—	0,0005	0,0025	1915,2	—	1919	$<0{,}005$				
Jb	1932,6	261,53	$C'' \rightarrow D$	82	L_{I}	277,40	0,037	0,17	1929,1	0,026	1932	0,025	0,027	0,14	0,028	0,16
*Jb*1	1985	273,4	$C \rightarrow C''$	81	L_{I}	288,2	0,0045	0,021	1980,2	0,007	1978	0,008				
*Jb*2	—	—	$C'' \rightarrow D$	82	M	277,3	0,0085	0,040	—	—	1981	0,008				
*Jb*3	1998,4	276,43	$C'' \rightarrow D$	82	N	277,33	0,0023	0,011	—	—	1995	$<0{,}005$				
*Jb*4	2009	278,8	—	—	—	—	0,0005	0,002	—	—	2008	$<0{,}005$				
Jc	2030,54	283,79	$B \rightarrow C$	83	L_{I}	300,18	0,039	0,18	2025,7	0,033	2026	0,025	0,035	0,18	0,035	0,2
*Jc*1	2034,9	284,8	—	—	—	—	0,003	0,01	—	—	2029	$<0{,}005$				
*Jc*2	2084,5	296,25	$B \rightarrow C$	83	M	300,25	0,0087	0,041	2081,4	0,007	2079	0,008				
*Jc*3	2098,0	299,40	$B \rightarrow C$	83	N	300,34	0,0025	0,012	—	—	2093	$<0{,}005$				
*Jc*3*a*	2154	312,6	$C \rightarrow C''$	81	L_{I}	327,9	0,0009	0,005	—	—	—	—				
*Jc*3*b*	2206	324,7	$B \rightarrow C$	83	K	415,2	0,0006	0,003	—	—	—	—				
*Jc*4	2304	348,1	$C \rightarrow C''$	81	K	433,6	0,0004	0,002	2296,6	0,002	2296	$<0{,}005$				
*Jc*5	2383,4	367,46	$C \rightarrow C''$	81	K	452,98	0,0075	0,035	2376,8	0,002	2379	$<0{,}005$				
*Jc*6	2465	387,5	$C \rightarrow C''$	81	K	473,0	0,0012	0,006	2457,4	—	2455	$<0{,}005$				
*Jc*7	2507	397,9	$C'' \rightarrow D$	82	K	485,9	0,0008	0,004	—	—	2493	$<0{,}005$				
*Jc*8	2547	407,7	$C \rightarrow C''$	81	K	493,2	0,0006	0,003	—	—	2537	$<0{,}005$				
L	2607,17	422,84	$C'' \rightarrow D$	82	L	510,84	0,142	0,67	2603,1	0,04	2607	0,08	0,15	0,76	0,12	0,688
*L*1	2666	437,7	$C \rightarrow C''$	81	L_{I}	453,0	0,0016	0,008	—	—	—	—				

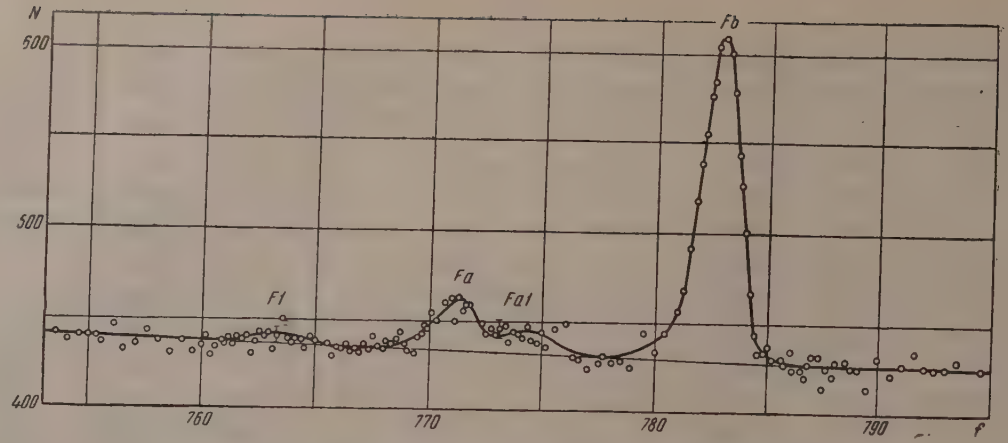


Рис. 1. Участок спектра $H\rho$=1400—1500 Gs·см (линия *Fa* разделялась на две *Fa* и *Fa*1). По оси абцисс — f — частота протонного резонанса

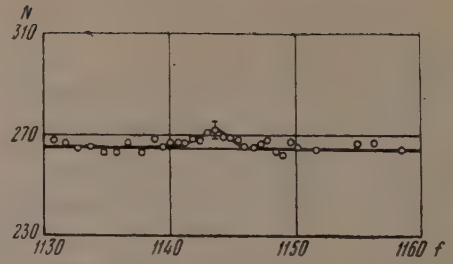
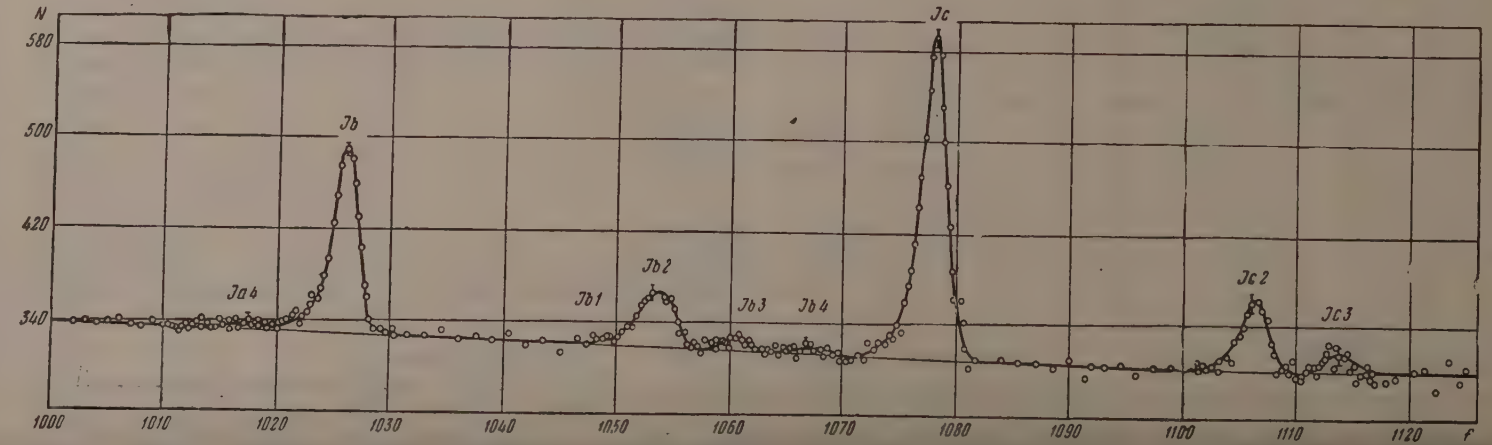


Рис. 3. Участок спектра, содержащий найденную нами линию *Jc* 3*a*, возникающую благодаря конверсии γ-кванта 312,6 keV на *L*-оболочке Tl^{208} (ThC″)



Линии *Ia*, *Ia*1 и *J*1 в данной работе не изучались, их интенсивности взяты из работы [16]. Линии *J*2 и *Jc*2 лежат на склонах более сильных

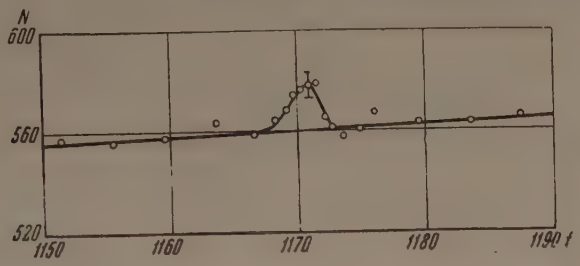


Рис. 4. Участок спектра, содержащий найденную нами линию *Jc3b* — конверсия γ-кванта 415,2 keV на *K*-оболочке Bi^{212} (ThC)

линий *Ja* и *Jc*. Для расчета интенсивностей в этом случае проведено графическое разделение линий по стандартной форме. Линии *Jb*1 и *Jb*2 слились в одну широкую линию. Найдена ее суммарная интенсивность. Для определения интенсивностей каждой компоненты мы поступили следующим образом. Линия *Jb*2 — это конверсия на *M*-оболочке Pb^{208} γ-перехода 277,3 keV. Отношение $K : L$ для этого перехода говорит о *M*1-характере перехода. В этой области энергий известны два сильных *M*1-γ-перехода: 238,6 и 300 keV (ThB → ThC). Для этих переходов $L : M = 4{,}2$ и 4,4 соответственно. Для перехода 277,3 keV мы взяли $L : M = 4{,}3$ и по известной интенсивности *L* (*Jb* — линия) нашли интенсивность *Jb*2, а значит, и *Jb*1-линий.

На рис. 1, 2, 3 и 4 представлены некоторые участки спектра конверсионных электронов в области $H\rho = 1380 \div 2600$ Gs·см.

3. Конверсионный спектр в жесткой области

В работе [1] изучались лишь те участки спектра в области $H\rho = 2600 \div 10000$ Gs ÷ см, которые, по данным [14, 15], заведомо содержат линии. В то же время наша методика имеет несколько бóльшую чувствитель-

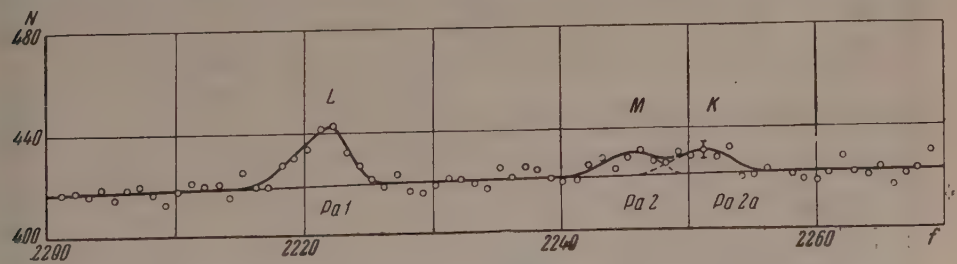


Рис. 5. Участок спектра $H\rho$=4140—4280 Gs·см (линия *Pa*2 разделилась на две — *Pa*2 и *Pa*2*a*)

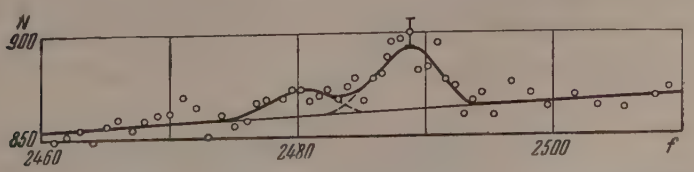


Рис. 6. Участок спектра $H\rho = 4630$—4760 Gs·см, содержащий две новые линии (после построения линии Ra по стандартной форме, на левом ее хвосте во всех четырех сериях измерений оставался заметный избыток точек над фоном который мы отнесли к линии *R*)

Таблица 2

Конверсионный спектр активного осадка радиотория в области $H\rho = 3500—7200$ Gs·см

Название линий	Наши данные								Эллис [14]		Сурюг [15]	
	$H\rho$, Gs·см	E_e, keV	Переход	Z	Уровень	E_γ	I	$P_\alpha \cdot 10^2$	$H\rho$	I	$H\rho$	I
O2	3570,8	675,23	$C'' \to D$	82	*K*	763,23	0,0048	0,023	3566,1	0,001	3567	<0,005
O3	—	—	—	—	—	—	—	—	3594,1	0,0004	3613	<0,005
Oa	3633,8	692,29	$C \to C'$	84	*K*	785,40	0,0078	0,037	3629,0	0,042	3623	0,005
Oa1	3701,4	710,66	$C \to C'$	84	*L*	727,61	0,0036	0,017	3700,1	0,002	3713	<0,005
Oa2	3748	723,3	$C \to C'$	84	*M*	727,4	0,0007	0,003	3741,1	0,001	3753	<0,005
Oa3	3836	747,4	$C'' \to D$	82	*L*	763,3	0,001	0,005	3875,9	—	3895	<0,005
Oa4	3913	768,5	$C \to C'$	84	*L*	785,4	0,001	0,005	—	—	—	—
P	3927,13	772,46	$C'' \to D$	82	*K*	860,46	0,023	0,109	3924,4	0,013	3931	0,009
Pa	4028,3	800,33	$C \to C'$	84	*K*	893,43	0,002	0,010	4010,7	0,001	4014	<0,005
Pa1	4188,2	844,61	$C'' \to D$	82	*L*	860,47	0,0043	0,020	4194,1	0,0005	4199	<0,005
Pa2	4232	856,8	$C'' \to D$	82	*M*	860,6	0,001	0,005	4224,8	0,0005	4228	<0,005
Pa2a	4242	859,6	$C \to C'$	84	*K*	952,7	0,0014	0,007	—	—	—	—
Pa3	4303	876,5	$C \to C'$	84	*L*	893,4	0,0005	0,003	4272,4	—	4279	<0,005
R	4674	980,6	$C \to C'$	84	*K*	1073,7	0,0008	0,004				
Ra	4691	985,4	$C \to C'$	84	*K*	1078,5	0,0020	0,010				
S	6210	1419,5	$C \to C'$	84	*K*	1512,6	0,0012	0,006				
Sa	6582	1527,3	$C \to C'$	84	*K*	1620,4	0,0020	0,009	6591	*		
Sb	7200	1707,1	$C \to C'$	84	*K*	1800,2	0,0011	0,005	7207	*		

* Эллис [14] дает для этих линий значения $P_\alpha \cdot 10^2 = 0{,}009$ и $0{,}004$ соответственно.

ость в жесткой области по сравнению с фотографическим методом регистрации, применявшимся в указанных работах. Поэтому было решено изучить непрерывным образом спектр в области $H\rho$ =4000—9000 Gs · см (E = 800—2200 keV). В этой области обнаружен ряд новых очень слабых линий (*Oa*4, *Pa*2*a*, *R*, *Ra S*). Те участки спектра, где проявились эти линии, были тщательно промерены еще 2—3 раза. Некоторые из найденных нами линий представлены на рис. 5, 6, . Их энергии и интенсивности даны в табл. 2.

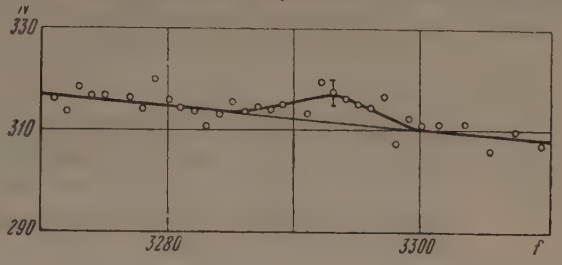


Рис. 7. Участок спектра $H\rho$=6130—6250 Gs·см. Здесь найдена линия *S*. E_e — 1419,5 keV

Нами проведено определение принадлежности к тому или иному ядру новых линий, а также линий ранее не идентифицировавшихся (*Oa*, *Oa*3, *Pa* и *Pa*3). В этой области энергий (E >700 keV) линии могут принадлежать либо ThC′, либо ThD. Для уточнения принадлежности линия снималась дважды: с обычным источником и с источником, покрытым пленкой для предотвращения слета атомов ThC″ из-за α-отдачи. Если в последнем случае интенсивность линии увеличивается на 30%, то это означает, что она принадлежит ThC″ — ThD. Таким образом, было показано, что линия *O*2 принадлежит ThC″ — ThD, а линии *Oa*, *Pa* и *Ra* — ThC → TC′. Идентификация остальных линий проведена по схемам распада.

Кафедра физики Ленинградского института инженеров железнодорожного транспорта

Цитированная литература

1. Крисюк Э., Витман А., Воробьев В., Латышев Г., Сергеев А., Изв. АН СССР, Сер. физич., 20, 877 (1956).
2. Жерновой А., Крисюк Э., Латышев Г., Ременный А., Сергеев А., Фадеев В., ЖЭТФ, 32, 682 (1957).
3. Егоров Ю., Латышев Г., ПТЭ, 2, 80 (1956); Егоров Ю., Латышев Г., Трулев Ю., ПТЭ, *5* (1957).
4. Siegbahn K., Edvarson K., Nucl. Physics, 1, 137 (1956).
5. Lindström G., Phys. Rev., 87, 678 (1952).
6. Крисюк Э., Витман А., Воробьев В., Воробьев И., Ильин К., Латышев Г., Листенгартен М., Сергеев А., Изв. АН СССР, Сер. физич., 20, 883 (1956).
7. Слив Л., Банд И., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения, Часть 1, *K*-оболочка. — Изд. АН СССР, М., 1956.
8. Elliott L., Graham R., Walker J., Wolfson J., Phys. Rev., 93, 356 (1954).
9. Крисюк Э., Латышев Г., Сергеев А., Изв. АН СССР, Сер. физич., 20, 367 (1956).
10. Rose M., в книге Siegbahn K., Beta- and gamma-ray spectroscopy, p. 905. — Amsterdam, 1955.
11. Слив Л., Листенгартен М., ЖЭТФ, 22, 29 (1952).
12. Martin D., Richardson H., Proc. Roy. Soc., A195, 287 (1948).
13. Flammersfeld A., ZS. f. Phys., 124, 227 (1939).
14. Ellis G., Proc. Roy. Soc., A138, 318, (1932); Ellis G., Proc. Roy. Soc., A143, 350 (1934).
15. Surugue F., Ann. Phys., 8, 484 (1937). Surugue J., J. Phys. et Rad., 9, 438 (1938).
16. Крисюк Э., Латышев Г., Листенгартен М., Острецов Л., Сергеев А., Изв. АН СССР, Сер. физич., 20, 363 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ, И. М. РОГАЧЕВ
и П. А. ТИШКИН

СПЕКТР КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ Ho^{160}

При помощи двух линзовых спектрометров мы исследовали спектр конверсионных электронов эрбиевой и гольмиевой фракций, выделенны из тантала, облученного протонами с энергией 660 MeV.

1

Эрбиевая фракция изучалась на 1 одиночном линзовом спектрометр при телесном угле 0,5% и полуширине спектральных линий 2%.

В спектре была обнаружена одна конверсионная линия ($E =$ $= 44$ keV), интенсивность которой спадала с периодом в несколько часов 21 линия с периодом около 28 час и несколько слабых линий с периодом полураспада около 12 дней. Принадлежность линии $E = 44$ keV осталась невыясненной; возможно, что она связана с остатками Er^{161} ($T =$ $=3{,}6$ часа).

Спектр конверсионных электронов суточного изотопа изучался в не скольких сериях до тех пор, пока источник не распался. Через сутки по сле выделения источника спектр имел вид, изображенный на рис. 1. На самой интенсивной линии скорость счета при этом была равна 41 000 имп $мин^{-1}$.

Таблица 1

Конверсионные электроны Ho^{160} (эрбиевая фракция)

№ п/п	$H\rho$, Gs·см	Энергия электронов, keV	Идентификация	Интенсивность	$\frac{K}{L+M}$
1	615	32±1,0	K-87	—	—
2	780	51,0±0,5	L-60	1700±200	—
3	841	58,8±0,5	M-60	770±100	—
4	981	78,6±0,5	L-87	1200±100	—
5	1024	85,1±0,5	M-87	420±10	—
6	1108	99±1	—	3,6±0,4	—
7	1176	110±3	—	2,0±0,7	—
8	1368	143±1	K-197	100	1,25
9	1610	191,8±2	$L+M$-197	80±10	
10	1862	246±1	K-300	5,4±0,4	2,34
11	2080	295±3	$L+M$-300	2,3±0,6	
12	2744	457±5	K-511	1,0±0,3	—
13	2857	486±3	K-540	3,1±0,3	—
14	3256	591±3	K-645	5,6±0,4	4,0
15	3434	638±5	$L+M$-645	1,4±0,3	
16	3561	672±5	K-726	7,8±4	3,0
17	3752	724±5	$L+M$-726	2,6±0,5	
18	4221	826±5	K-880	3,8±0,2	6,3
19	4298	875±10	$L+M$-880	0,6±0,2	
20	4420	909±5	$K+963$	4,0±0,2	4,0
21	4588	956±5	$L+M$-963	1,0±0,3	

Период полураспада для линий, приведенных в табл. 1, лежит в пределах от 25 до 30 час. Близость этих значений позволяет предположить, что все линии табл. 1 принадлежат одному изотопу. Средний период полураспада равен 28 ± 2 час. Сравнение с литературными данными [1] показывает, что наблюдавшаяся активность, вероятно, связана с Er^{160} (по литературным данным, $T = 30$ час).

В работах [2, 3] было показано, что при распаде Er^{160} Ho^{160} получается в основном ($T = 22$ мин) и изомерном ($T = 5$ час) состояниях. Энергия изомерного перехода 60 keV [4]. Распад Er^{160} на другие уровни Ho^{160} не наблюдается. Пятичасовой изомер Ho^{160} испускает γ-кванты, энергия которых равна:

87, 194, 650, 730, 890, 970 keV [2]

90, 205, 290, 500 — 510, 650, 710, 900 keV [3]

Принадлежность этих линий пятичасовому изомеру Ho^{160} доказана наблюдением их нарастания в эрбиевой фракции [2] и распада с $T = 5$ час в гольмиевой фракции [2, 3]. Появляются ли эти γ-линии непосредственно при захвате электронов 5-часовым Ho^{160} или после изомерного перехода $Ho^{160*} \rightarrow Ho^{160}$ — неизвестно.

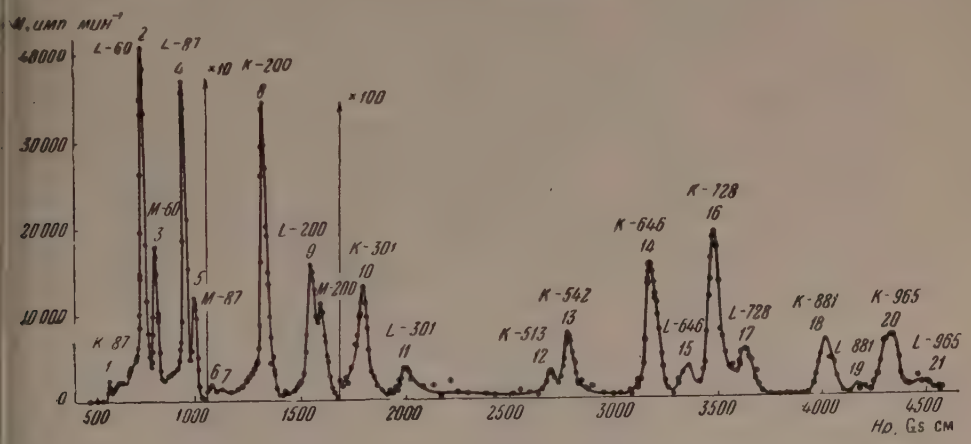


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов Ho^{160} (эрбиевая фракция)

Так как измерения начинались через сутки после выделения Er, то оба изомера Ho^{160} в препарате находились в равновесии с Er^{160}. Без дополнительных опытов нельзя решить вопрос, связаны ли линии табл. 1 с одним пятичасовым или с обоими изомерами Ho^{160}.

После того как смесь $Er^{160} + Ho^{160}$ распалась, наблюдался слабый спектр конверсионных электронов активности, имеющей период около 12 дней (скорость счета на максимуме 300 имп $мин^{-1}$). Спектр состоял из семи электронных линий. Четыре из них можно приписать γ-переходам с энергиями $58{,}3 \pm 0{,}5$ и $207{,}4 \pm 1$ keV. Для перехода 207,4 keV было определено отношение $\frac{K}{L+M} = 0{,}53$. Эти данные показывают, что в препарате имелась небольшая примесь Tu^{167}. Тулиевая фракция специально изучалась в работе [5]. Сравнивая наши линии Tu^{167} с такими же линиями в тулиевой фракции, мы можем установить, что 4,5% Tu попало в эрбиевую фракцию.

Кроме Tu^{167}, в нашем препарате присутствовали Tu^{165} (29 час), Tu^{166} (7,7 часа) и Tu^{168} (85 дней). Соотношение активностей этих изотопов должно быть таким же, как в тулиевой фракции. Используя данные [5], мы внесли необходимые поправки на примесь указанных изотопов Tu в наших измерениях.

В спектре «остатка» видны еще три слабые электронные линии с $E = 66{,}3 \pm 1$, 72 ± 2 и 141 ± 3 keV. Период полураспада порядка 10 дней. Идентификация их пока не произведена.

2

Гольмиевая фракция изучалась при помощи двухлинзового спектрометра. Пленка на окне счетчика пропускала электроны, начиная с 2 keV. Активность была нанесена тонким слоем на слегка алюминированную коллодиевую пленку; диаметр активного пятна 5 мм.

Исследованию подвергались два препарата. В первом, кроме Ho^{160}, была примесь Er^{160}, из которой нарастал тот же Ho^{160}; поэтому кривые

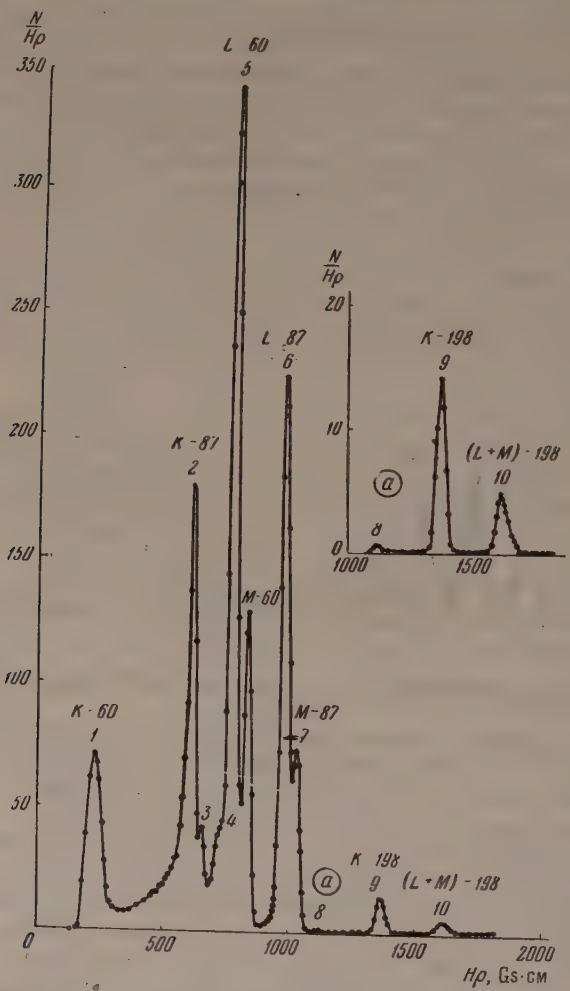


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов Ho^{160} в интервале 2÷240 keV (чистый Ho^{160})

распада имели сложный вид. Второй источник был повторно очищен; сначала была выделена эрбиевая фракция, а через 25 час из нее был выделен гольмий. На этот раз это был чистый Ho^{160}: интенсивность всех линий спадала с периодом $5{,}3 \pm 0{,}2$ часа.

Было произведено четыре серии измерений в интервале энергий 2÷÷200 keV. Общий вид полученного электронного спектра представлен на рис. 2. В табл. 2 приведены энергии обнаруженных линий и указана их идентификация.

Конверсионные линии с энергией 32, 79,5 и 86 keV согласно нашей идентификации соответствуют γ-переходу с энергией 87 keV, а линии 4,8, 51,5 и 59 keV являются соответственно K-, L- и M-конверсионными электронами перехода с энергией 60 keV.

Короткоживущих изотопов Ho^{164} и Ho^{161} мы не могли заметить, так как измерения обоих препаратов начинались спустя трое суток после конца облучения тантала. В измерениях с первым препаратом (гольмиевая фракция) долгоживущие изотопы Ho^{163} и Ho^{162} также не обнаружены, хотя полностью исключить их присутствие нельзя, так как в сериях измерений, полученных через 25—30 дней после разделения фракций, обнаружено несколько слабых электронных линий с энергиями 5,5, 34, 39, 50, 70, 100, 118, 141, 153 и 205 keV, идентифицировать которые пока не представляется возможным.

Таблица 2

Конверсионные и Оже-электроны Ho^{160} (чистый Ho^{160})

№ п/п	$H\rho$, Gs·cm	Энергия электронов, keV	Возможное происхождение	Относительные интенсивности
1	233	4,8±0,2	K-60; $L-XY$	780±50
2	618	32,5±0,5	K-87	1000±50
3	660	37	$K-LL$	
4	720	44	$K-LM$	
5	784	51,5±0,5	L-60	2200±100
6	842	58,9±0,5	M-60	750±50
7	984	79,0±0,5	L-87	1400±100
8	1030	86,0±0,5	M-87	500±30
9	1118	100±1	Не идентифицирована «a»	5±1
10	1367	144±2	K-198	100
11	1610	192±4	$L+M$-198	50±10

Авторы выражают глубокую благодарность коллективу работников Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ за облучение тантала и К. Я. Громову за организационную помощь, а также студентам-дипломантам Н. Бабенко, А. Богданову и А. Яшук, принимавшим участие в измерениях.

Ленинградский гос. университет
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— ИЛ, М., 1956.
2. Nervik W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
3. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 1004.
4. Mihelich J. W., Hermatz B., Handley T. H., Pinajcra J. S., Bull. Am. Phys. Soc., 1, 330 (1956).
5. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 918.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ, В. Г. НЕДОВЕСОВ и Г. Е. ЩУКИН

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ $Eu^{152,154}$

Распад смеси долгоживущих радиоактивных изотопов Eu^{152} и Eu^{154}, полученных при длительном облучении европия тепловыми нейтронами, исследовался многими авторами [1—44]. γ-Излучение $Eu^{152,154}$ было изучено в нашей лаборатории в 1954 г. на γ-спектрометре с улучшенной фокусировкой, использующем электроны отдачи—элотроне [37]. Вследствие большой сложности γ-спектра и особого интереса, который представляет собой ядро Eu^{152}_{63}, в 1956 г. нами выполнено повторное исследование γ-спектра смеси изотопов $Eu^{152,154}$ с помощью элотрона, работающего в новых, улучшенных условиях.

Измерения производились в условиях, близких к тем, которые были осуществлены при исследовании γ-спектра Sb^{124} [45]. Однако, так как наличие газа в приборе вызывало значительное уширение γ-линий, особенно в области $\leqslant 1$ MeV, прибор был переведен в режим раздельного вакуума: камера находится под непрерывной откачкой, счетчики наполнены рабочей смесью под давлением 10 см рт. ст. (60% аргона и 40% метана). Это позволило существенно улучшить разрешающую способность спектрометра. Светосила прибора при этом несколько повысилась. Полуширина спектральной линии в области свыше 1 MeV составляет 1,7—1,8%. В таких же условиях, при наличии газа в приборе, полуширина линии составляла 2,5—2,7%. Еще больше разница в области малых энергий: полуширина γ-линии Au^{198} с $h\nu = 411{,}8$ keV стала 3,3% вместо 6,5%.

Новый, улучшенный, режим потребовал новой градуировки спектрометра по энергиям, новых определений экспериментальной формы линии и спектральной чувствительности.

Форма линии и градуировка по энергиям были получены при исследовании известных одиночных γ-линий Au^{198} (411,8 keV), Hf^{181} (481 keV), Cs^{137} (661,6 keV), Sc^{46} (890 и 1120 keV), Co^{60} (1171,5 и 1331,6 keV), Sb^{124} (603 и 1700 keV). Эти линии, приведенные к относительным координатам, изображены на рис. 1.

Калориметрические измерения активностей γ-препаратов, Au^{198}, Cs^{137} и Co^{60}, выполненные Е. А. Хольновой во ВНИИМе, данные об относительных интенсивностях γ-линий 344 и 1411 keV Eu^{152}, полученных на ритроне Ю. В. Хольновым с сотрудниками, а также исследование каскадных γ-линий Na^{24} $h\nu = 1380$ и 2740 keV позволили построить кривую спектральной чувствительности прибора (рис. 2).

На кривую спектральной чувствительности нанесены две точки, относящиеся к Sc^{46}, у которого известны две γ-линии с энергиями 890 и 1120 keV приблизительно равной интенсивности. Погрешность, указанная на рисунке, включает в себя неточность калориметрических данных, а также статистические ошибки при исследовании γ-линий.

Экспериментальная кривая γ-спектра $Eu^{152,154}$ представлена на рис. 3. Отсутствие газа в камере прибора значительно снизило фон — число совпадений при мишени, выведенной из пучка. При энергиях свыше 1,2 MeV фон практически отсутствует —составляет меньше одного совпадения в час.

Учитывая зависимость формы линии от энергии (рис. 1), γ-спектр, после вычитания фона, разложен на отдельные компоненты. На рис. 4, 6 и 7 представлено такое разложение для участков: $H\rho = 1400 \div 2250$,

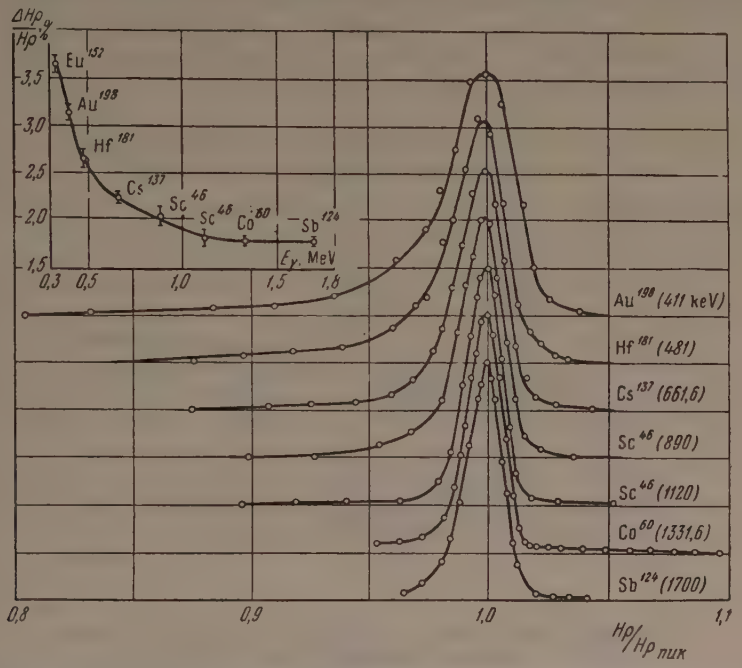


Рис. 1. Градуировочные экспериментальные γ-линии, полученные на элотроне. Линии приведены к одинаковой высоте и для наглядности сдвинуты по оси ординат.
Сверху слева — зависимость относительной полуширины γ-линии от энергии

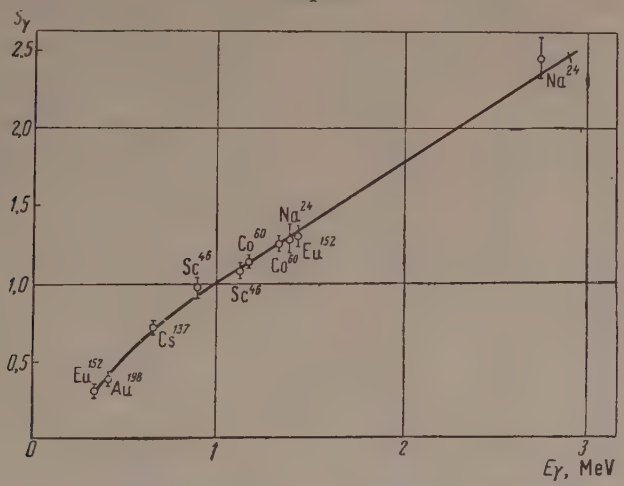
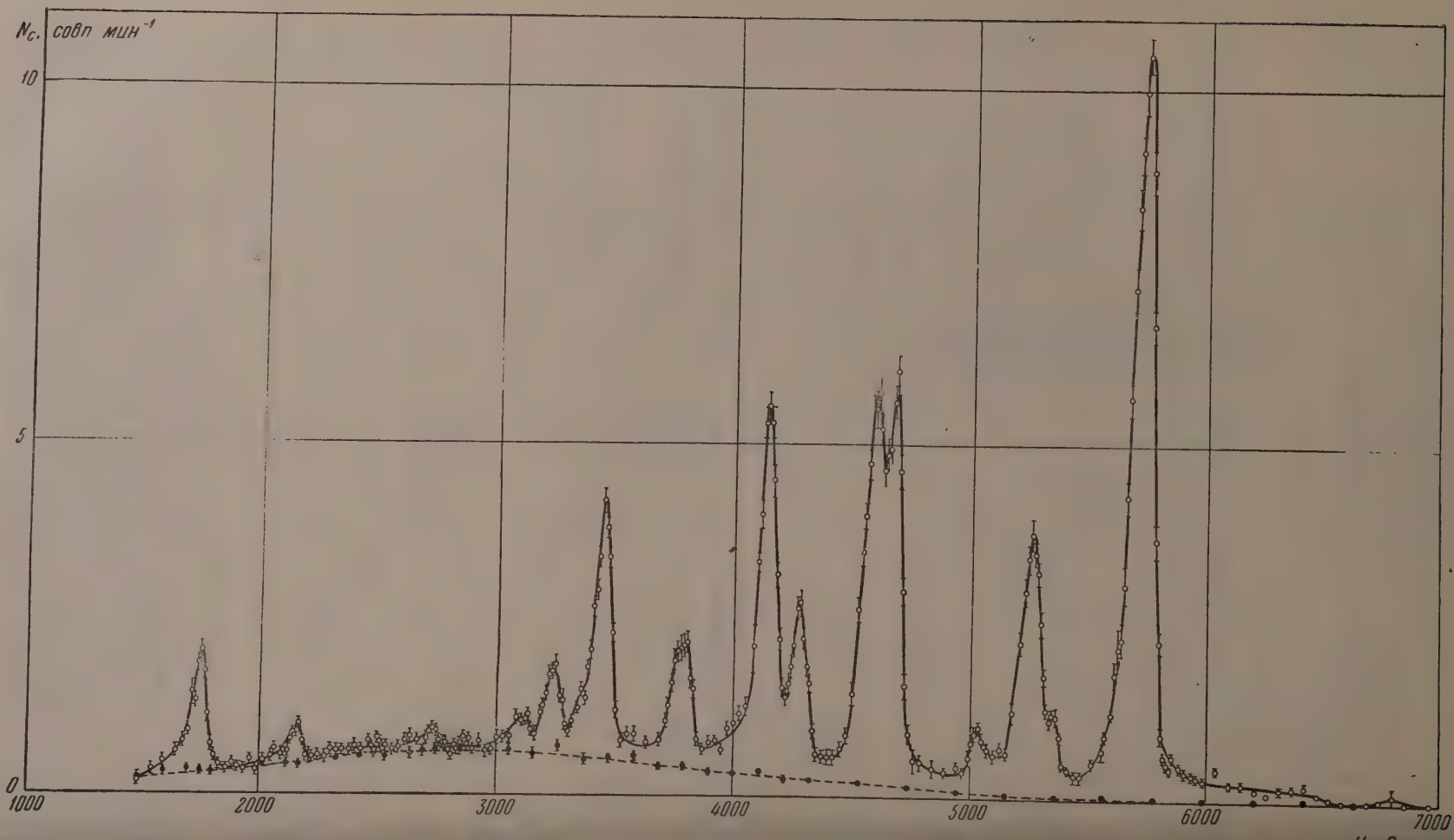


Рис. 2. Экспериментальная кривая спектральной чувствительности элотрона

2800÷4000, 4000÷5000 и 5000÷6300 Gs·см. Суммарная кривая (сумма отдельных компонент, изображенных тонкими линиями) в пределах статистики согласуется с экспериментальными точками. Исключение составляют два участка $H\rho$: 1) 1800÷3200 Cs·см (рис. 3); в этом интервале ($h\nu \sim$ 350 — 700 keV) существует несколько слабых γ-линий [25], однако нами были идентифицированы только 3 γ-линии с $h\nu = 436$, 583 и 681 keV; 2) 3600—4000 Gs·см (рис. 5); здесь также возможно существование слабых γ-переходов.


N_c. совп мин$^{-1}$
10
5
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

Интересен спад со стороны больших энергий у γ-линии 1411 keV. Как видно из рис. 7, экспериментальные точки ложатся выше вписанной приборной линии, проведенной пунктиром. Можно ожидать, что в этой области (1,4÷1,5 MeV) имеется γ-линия, однако оценить ее энергию и относительную интенсивность трудно.

Полученные нами энергии γ-линий и их относительные интенсивности приведены в табл. 1 совместно с результатами других авторов.

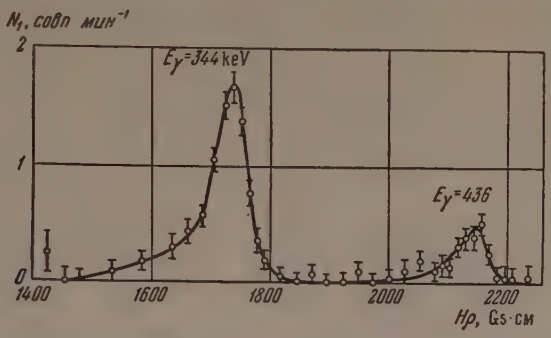


Рис. 4. Разложение участка γ-спектра $Eu^{152,154}$ в области $H\rho = 1400—2200$ Gs·см. N_1 — число совпадений в минуту с учетом фона

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности γ-линий долгоживущей активности Eu^{152} и Eu^{154}, полученные в различных работах

Джелепов и др. [37]		Натан и Ваггонер [43]		Гродзинс [42]		Наши данные	
hν, keV	относительная интенсивность	hν, keV	относительная интенсивность	hν, keV	относительная интенсивность	hν, keV	относительная интенсивность
341	86	344	111	344	108	344	118±7
				408	10		
427	14	420	4	442	20	436	23±6
593	7			550	2	583*	8±6
				690	1,2	681*	8±2
717	14			720	4	720*	21±2
						755*	10±4
779	43	775	44	778	36	779	61±4
		860	17	866	24	862	11±2
871	25					873*	24±2
958	73	965	67	963	56	968	61±4
						1003*	29±2
		1090	56	1085	52	1086	50±7
				1100	6	1111	63±7
1106	101			1110	48		
		1200	22	1210	8	1212	7±2
1281	41	1280	13	1240	8	1280*	35±3
						1300	8±3
1409	100	1415	100	1410	100	1411	100

Различие в значениях интенсивностей в мягкой области, полученных нами теперь и в работе [37], объясняется тем, что в старых условиях работы элотрона спектральная чувствительность оценивалась в этой области энергий неточно.

Работы Гродзинса [40] и Натана и Ваггонер [43] выполнены на сцинтилляционных спектрометрах. Как указывают авторы [43], относитель-

* Линии, принадлежащие Eu^{154}.

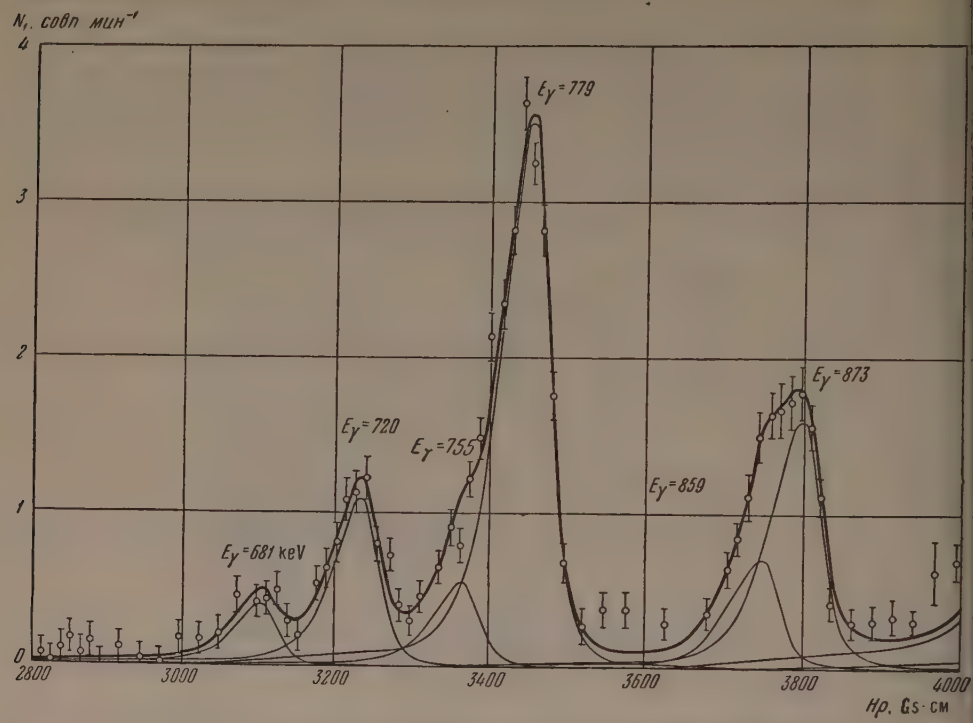


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для $H\rho = 2800$—4000 Gs·см

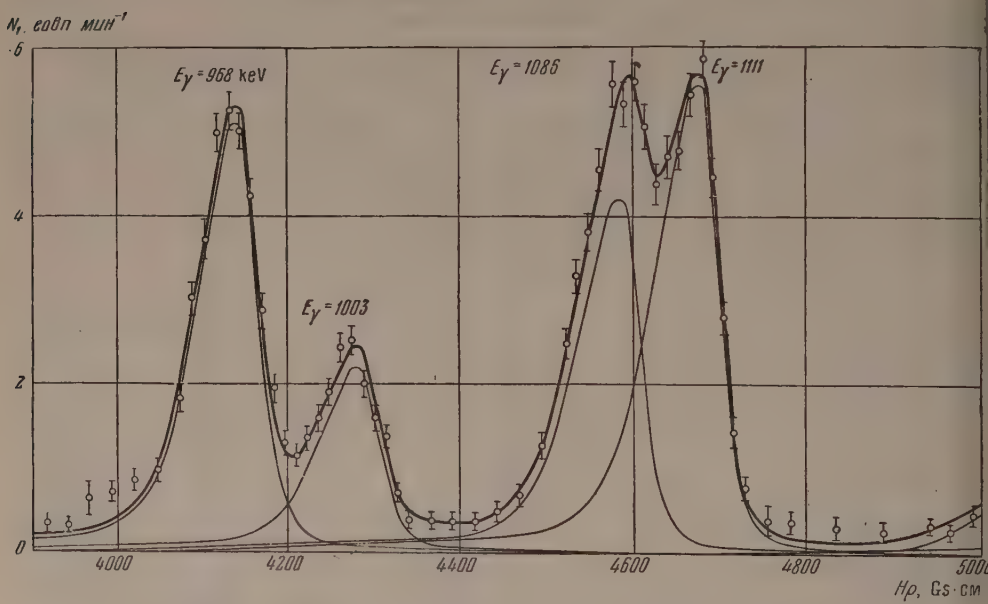


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, но для $H\rho = 4000$—5000 Gs·см

ные интенсивности оценены с точностью ~30%. Наши данные значительно точнее.

Работа Гродзинса [42] выполнена с источником, обогащенным Eu^{152}. В нашем источнике было больше Eu^{154} и соответственно этому γ-линии 583, 681, 720, 755, 873, 1003 и 1280 keV получились у нас более интенсивными, чем у Гродзинса.

Последние работы [40—43, 47,48], а также работа, выполненная с источником Eu^{154}, полученным при делении [44], внесли значительную яс-

ность в вопрос о распаде изотопов Eu^{152} и Eu^{154}, однако построить окон-чательные схемы распадов этих изотопов пока еще невозможно.

Наши данные об относительных интенсивностях γ-линий вместе с данными Натана и Ваггонера [43] об относительных интенсивностях K-конверсионных линий дают возможность определить мультипольность

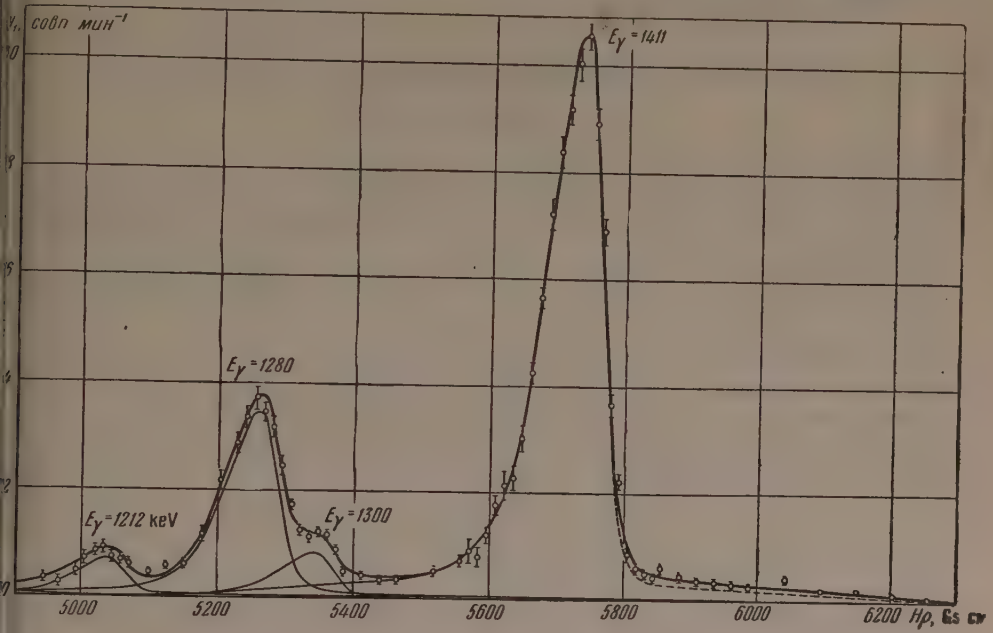


Рис. 7. То же, что и на рис. 4, но для $H\rho = 5000—6200$ Gs·см

γ-переходов. Известно, что γ-переход с $h\nu = 344$ keV возникает при разрядке первого возбужденного состояния Gd^{152} и имеет мультипольность $E2$. Согласно [46], коэффициент конверсии этого перехода $\alpha_K = 30{,}9 \cdot 10^{-3}$.

В табл. 2 представлены полученные нами мультипольности γ-переходов.

Таблица 2

$h\nu$, keV	Относительная интенсивность γ-линий	Идентификация перехода [40—44, 47, 48]	Относительная интенсивность K-линий [43]	$\alpha_K \cdot 10^3$	Теоретический коэффициент конверсии [46]·10³					Предполагаемая мультипольность
					$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	
				Принято:						
344	100	Gd^{152}	100,0	30,9	—	30,9	—	—	—	$E2$
436	20	Sm^{152}	2,7	4,4	4,90	14,5	38,8	25,1	81,3	$E1$
583	6,8	Gd^{154}	1,4	6,2	2,76	7,59	18,2	14,2	42,6	$E2$
681	7,1	Sm^{154}	5,1	22,5	1,86	4,68	10,9	7,95	22,9	$M2$
755	8,4	Gd^{154}	1,0	3,9	1,58	4,07	9,33	7,58	20,0	$E2$
779	52	Gd^{152}	2,4	1,4	1,51	3,89	8,70	7,08	18,2	$E1$
862	9,2	Sm^{152}	2,3	7,6	1,15	2,76	6,04	4,68	11,7	$E3 + M2$
968	51	Sm^{152}	3,2	1,9	0,93	2,24	4,68	3,72	9,34	$E2$
1003	24	Gd^{154}	1,6	2,0	0,96	2,34	4,68	3,80	9,34	$(E2, M1?)$
1086	42	Sm^{152}	1,1	0,81	0,76	1,78	3,72	2,88	7,09	$E1$
1111	53	Sm^{152}	2,2	1,3	0,73	1,70	3,55	2,70	6,60	$(E2?)$
1212	6,2	Sm^{152}	$<0{,}3$	1,5	0,63	1,48	2,95	2,24	5,37	$(E2?)$
1280	29	Gd^{154}	$<0{,}3$	0,32	0,63	1,48	2,76	2,22	5,25	$(E1?)$
1411	84	Sm^{152}	1,4	0,51	0,49	1,07	2,14	1,55	3,63	$E1$

Мы признательны Е. А. Хольновой за калориметрические измерения Ю. В. Хольнову за данные об относительных интенсивностях γ-линий с *h* 1411 keV Eu^{152}, а также В. Г. Чумину и Ю. Г. Кондакову за помощь измерениях.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Sugden S., Nature, **135**, 469 (1935).
2. Marsh J., Sugden S., Nature, **136**, 102 (1935).
3. Hevesy G., Levi H., Nature, **136**, 103 (1935).
4. Hevesy G., Levi H., Nature, **137**, 185 (1936).
5. Alichanian A., Alichanov A., Dželepov B., Physik Zeits, 1 204 (1937).
6. Scheinberger H., Anz. Akad. Wiss. Wien, **75**, 108 (1938). Mat.—natur wiss. Klasse.
7. Pool M., Qiill L., Phys. Rev., **53**, 437 (1938).
8. Richardson J., Phys. Rev., **53**, 942 (1938).
9. Richardson J., Phys. Rev., **55**, 609 (1939).
10. Tyler A., Phys. Rev., **55**, 1136 (1939); Phys. Rev., **56**, 125 (1939).
11. Fajans K., Stewart D., Phys. Rev., **56**, 625 (1939).
12. Fajans K., Voigt A., Phys. Rev., **60**, 533 (1941).
13. Hayden R., Inghram M., Phys. Rev., **70**, 89 (1946).
14. Bothe W., ZS Naturf., **1**, 179 (1946).
15. Inghram M., Hayden R., Phys. Rev., **71**, 130 (1947).
16. Wiedenbeck M., Chu K., Phys. Rev., **72**, 1164 (1947).
17. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., **72**, 1209 (1947).
18. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., **73**, 78 (1948).
19. Krisberg N., Pool M., Phys. Rev., **74**, 44 (1948).
20. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., **74**, 240 (1948).
21. Shull F., Phys. Rev., **74**, 917 (1948).
22. Hayden R., Reinolds J., Inghram M., Phys. Rev., **75**, 1500 (1949).
23. Hill J., Shepherd L., Proc. Phys. Soc., Lond., **63**, 126, 960 (1950).
24. Fowler C., Shreffler R., Rev. Sci. Instr., **21**, 740 (1950).
25. Cork J., Keller H., Rutledge W., Stoddard A., Phys. Rev. **77**, 848 (1950).
26. Шавтвалов Л., ЖЭТФ, **21**, 1123, 1951.
27. Wright W., Deutsch M., Phys. Rev., **82**, 272 (1951).
28. Keller H., Cork J., Phys. Rev., **84**, 1079 (1951).
29. Katz R., Lee M., Phys. Rev., **85**, 1038 (1952).
30. Шавтвалов Л., ЖЭТФ, **23**, 611 (1952).
31. Karraker D., Hayden R., Inghram M., Phys. Rev., **87**, 901 (1952).
32. Lockett E., Thomas R., Nucleonics, **11**, *3*, 14 (1953).
33. Kastner J., Can. J. Phys., **31**, 169 (1953).
34. Lee M., Katz R., Phys. Rev., **93**, 155 (1954).
35. Church E., Goldhaber M., Phys. Rev., **95**, 626 (1954).
36. Slattory R., Lu D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., **96**, 465 (1954).
37. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Изв. АН СССР, Сер. физич., **19**, 296 (1955).
38. Sanyar A., Phys. Rev., **98**, 653 (1956).
39. Andersson B., Proc. Phys. Soc., London, **69A**, 415 (1956).
40. Grodzins L., Bul. Am. Phys. Soc., **1**, *4*, 163 (1956).
41. Kendall H., Grodzins L., Bul. Am. Phys. Soc., **1**, *4*, 164 (1956).
42. Grodzins L., Kendall H., Nucl. Sci. Abstr., **10**, *12B*, 253 (1956).
43. Nathan O., Waggoner M., Nuclear Phys., **2**, 548 (1956/57).
44. Sthephens F., Thesis (1955), UCRL — 2970.
45. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Учеваткин И., Чумин В., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 925, 1956; Nuclear Phys., **2**, 1, 408 (1956/57).
46. Слив Л., Банд Н., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения. — Изд. АН СССР, 1956.
47. Cork J., Price M., Helmer R., Sarason D., Bull. Am. Phys. Soc. II, **2**, 16; E3 (1957).
48. Бобыкин Б., Новик К., ДАН СССР, **115**, *2* (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ и Ю. Г. КОНДАКОВ

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ Ag^{110}

Распад Ag^{110} изучался во многих работах [1—45]. Основные сведения о схеме распада, собранные к настоящему времени, приведены на рис. 1.

В настоящей работе определены относительные интенсивности 12γ-линий Ag^{110}. Это позволило проверить баланс интенсивностей по отдельным уровням и определить мультипольность ряда переходов.

γ-Излучение Ag^{110} исследовано нами при помощи γ-спектрометра с улучшенной фокусировкой, использующего электроны отдачи,— элотрона [46, 47]. Измерения производились в таких же условиях, какие были при исследовании γ-спектра $Eu^{152, 154}$ [48]. Источником служила серебряная стружка весом 7,6 г, активированная нейтронами. В начале измерений активность препарата составляла ~ 700 mCu. Измерения выполнены спустя 3 месяца после приготовления источника.

Общий вид γ-спектра Ag^{110} представлен на рис. 2. Кружками обозначено число совпадений в минуту, когда мишень находилась на пучке γ-лучей, точками — фон прибора при выведенной из пучка мишени. После исключения фона спектр был разложен на компоненты с учетом зависимости приборной формы линии от энергии.

Такое разложение иллюстрируется рис. 3, 4 и 5 для участков 2700—3500, 3400—4200 и 5200—6400 Cs·см.

Тонкими линиями изображены компоненты, жирной — сумма компонент. Над каждой из полученных γ-линий, в соответствии с нашей градуировкой, поставлено значение ее энергии в keV. В γ-спектре обнаружено 12 γ-линий. γ-Линия 1560 keV наблюдена нами впервые, но принадлежность ее к γ-спектру Ag^{110} не доказана, так как радиохимический анализ исследуемого препарата не производился. Однако тщательное исследование жесткой части γ-спектра через 3 месяца показало, что интенсив-

Таблица 1

Относительные интенсивности γ-линий Ag^{110}

Наиболее вероятные значения E_γ	Наши значения E_γ	Относительные интенсивности				
		Раль и Вилькинсон [5] (фотоэлектр.)	Зигбан [24] (фотоэлектр.)	Джелепов и др. [32] (электр. отдачи)	Томас и др. [45] (спинт. спектр)	Наши данные
656±1	656±2	100	100	100	100	100
680±2	681±10	—	—	—	—	13±2
705±2	706±10	—	—	—	—	18±2
741±3	743±6	—	—	—	—	6±2
762±3	764±5	—	—	—	—	23±2
816±3	818±5	—	—	—	7	9±1
884±3	884±4	107	81	103	100	75±4
935±3	936±5		31		55	32±2
1384±4	1384±4	—	33	26	30	28±2
1480±5	1481±5	20	—	22	—	6±1
1506±4	1508±4		17			15±1
—	1560±10	—	—	—	—	1,3±0,2

ность ее уменьшилась в соответствии с периодом полураспада 270 дней. Остальные γ-линии наблюдались ранее. Полученные нами результатати

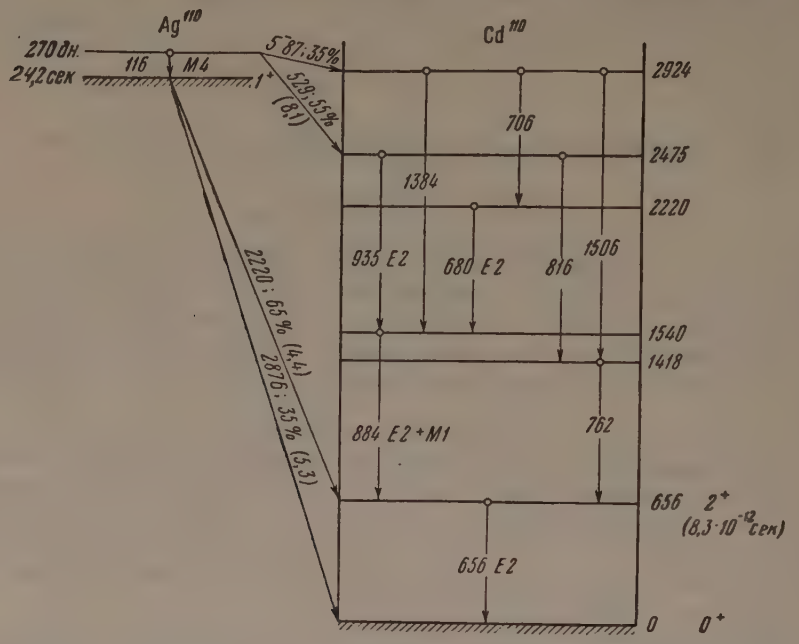


Рис. 1. Схема распада Ag^{110}, предложенная Зигбаном [24] и уточненная в последующих работах. Мультипольности переходов определены только по отношениям K/L

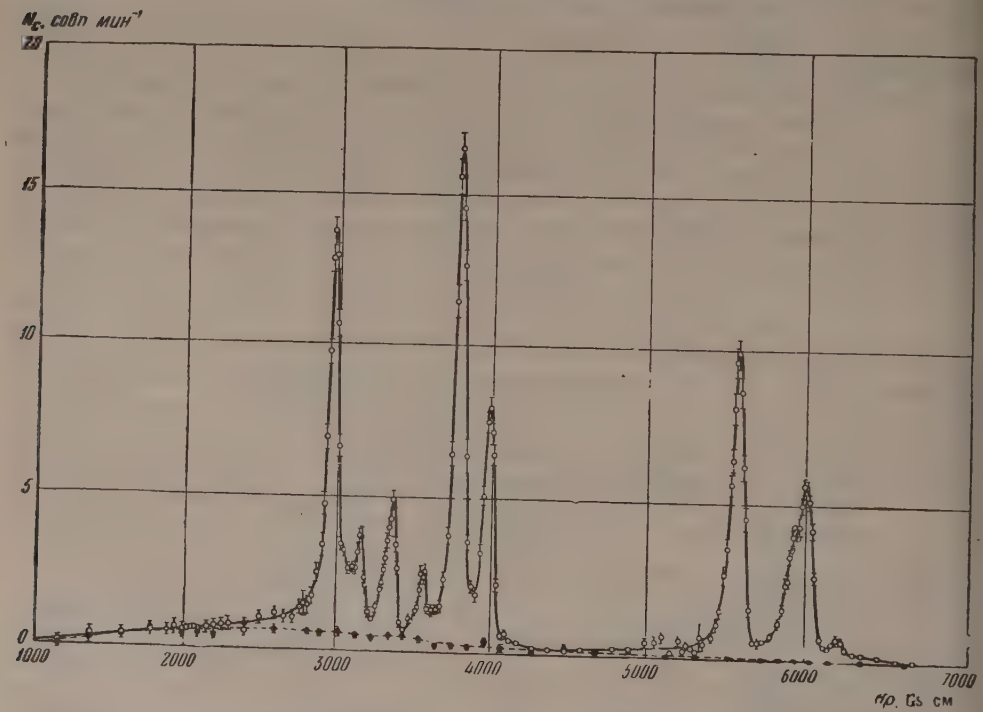


Рис. 2. Экспериментальная кривая γ-спектра Ag^{110}. Черные точки — фон

приведены в табл. 1, где они сравниваются с результатами других авторов. Погрешность в оценке относительных интенсивностей определяется

неточностью проведения кривой спектральной чувствительности (~5%), а также статистической погрешностью измерений и неточностью разложения на компоненты.

Проверка баланса интенсивностей γ-переходов по уровням возбуждения Cd^{110} подтверждает схему распада, предложенную Зигбаном для

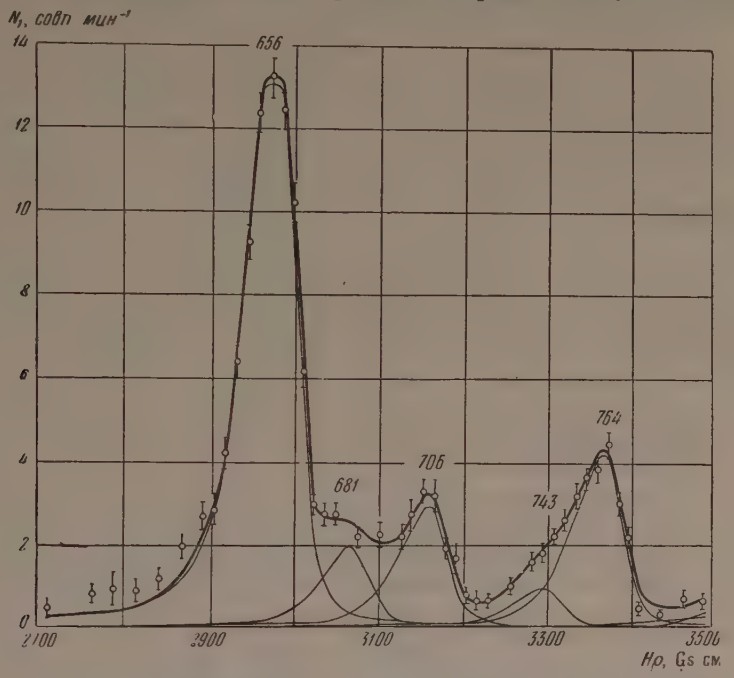


Рис. 3. Разложение участка γ-спектра Ag^{110} в области $H\rho =$ $= 2700—3500$ Gs·см. N_1 — число совпадений с учетом фона

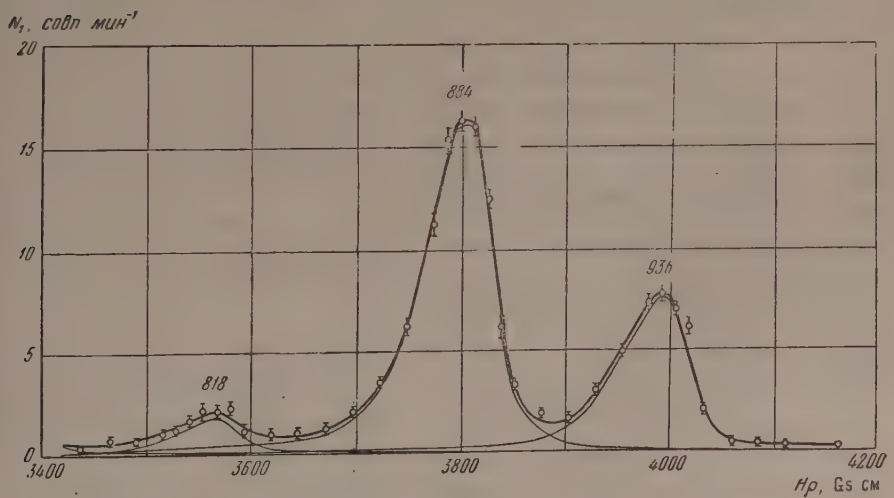


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для $H\rho = 3400—4200$ Gs·см

интенсивных γ-линий. Наблюденная нами γ-линия $h\nu = 1560$ keV, вероятно, соответствует γ-переходу между уровнями 2220 и 656 keV.

Сумма энергий γ-переходов одинаковой интенсивности $h\nu = 741$ и 1480 keV близка к энергии уровня возбуждения Cd^{110} 2220 keV. Если эти две γ-линии находятся в каскаде, то их можно включить в схему распада между уровнем возбуждения 2220 keV и основным состоянием Cd^{110},

предположив существование уровня возбуждения Cd^{110} 1480 keV, так как предположение существования уровня 741 keV находится в противоречии с закономерностями в расположении уровней в четно-нечетных ядрах, предсказываемыми обобщенной моделью.

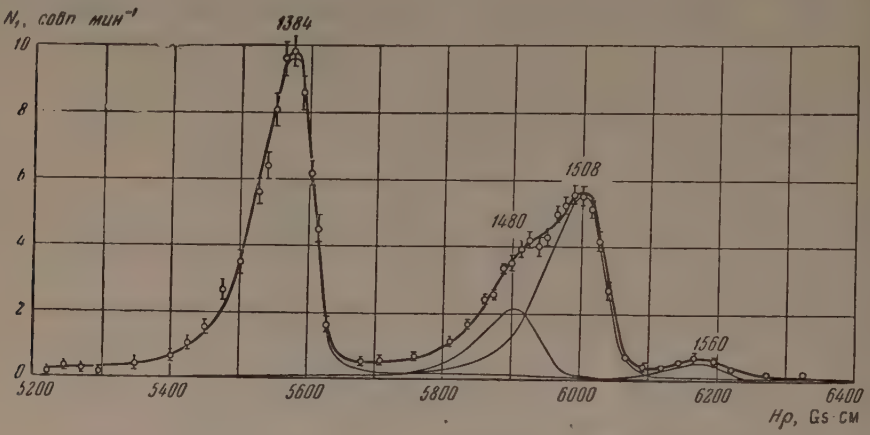


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для $H\rho = 5200—6400$ Gs·см

Используя наши значения относительных интенсивностей γ-переходов и значения относительных интенсивностей соответствующих K-конверсионных линий, полученные в работе [31], можно определить мультипольность переходов, если последняя известна для одного из них. γ-Переход 656 keV, происходящий между первым возбужденным уровнем и основным состоянием Cd^{110}, относится к типу $E2$ [24, 31, 44, 45]. Коэффициент конверсии на K-оболочке для этого перехода, согласно [49], равен $2{,}76 \cdot 10^{-3}$ и согласуется с экспериментальным значением $(2{,}44 \pm 40) \cdot 10^{-3}$ [24, 45]. Предполагаем, что это чистый переход типа $E2$. Табл. 2 иллюстрирует полученные нами мультипольности γ-переходов.

Таблица 2

Определение характера γ-переходов

Энергия γ-перехода	Относительная интенсивность γ-линий	Относительная интенсивность K-конверсионных линий [31]	Экспериментальный коэффициент конверсии $\alpha_K \cdot 10^3$	Теоретическое значение коэффициента конверсии $\alpha_K \cdot 10^3$			Предполагаемая мультипольность
				$E1$	$E2$	$M1$	
656	100	100	Принято: 2,76	1,00	2,76	3,02	$E2$
680	13	8	1,7	0,935	2,51	2,76	?
705	18	16	2,45	0,870	2,34	2,51	$M1$
741	6	3	1,38	0,776	2,09	2,39	($E2$)
762	23	16	1,92	0,740	1,90	2,14	$E2$
816	9	3,7	1,13	0,630	1,67	1,82	($E2$)
884	75	32	1,18	0,537	1,38	1,55	$E2$
935	32	13	1,10	0,479	1,20	1,32	$E2$
1384	28	6,5	0,651	0,234	0,525	0,537	$E2, M1$
1480	6	0,8	0,367	0,209	0,457	0,490	($E2$)
1506	15	2,5	0,460	0,199	0,436	0,478	$E2, M1$

Относительная интенсивность слабых конверсионных линий известна с недостаточной точностью [31]. Поэтому определение мультипольности соответствующих γ-переходов не может быть выполнено однозначно.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Alichanow A., Alichanian A., Dželepow B., Nature, **136**, 257 (1935).
2. Gartner E., Turin J., Gray J., Phys. Rev., **49**, 793 (1936).
3. Krays J., Cork J., Phys. Rev., **51**, 383 (1937).
4. Jackson J., Kuhn H., Proc. Roy Soc., **158A**, 372 (1937).
5. Алексеева К., ДАН СССР, **18**, 553 (1938).
6. Pool M., Phys. Rev., **53**, 116 (1938).
7. Raddeman H., Straßman F., Naturwiss., **26**, 187 (1938).
8. Mitchell A., Phys. Rev., **53**, 269 (1938).
9. Livingood J., Seaborg G., Phys. Rev., **54**, 88 (1938).
10. Годзинский Н., Гольцван И., Даниленко А., ЖЭТФ, **9**, 516 (1939).
11. Krishman R., Proc. Cambr. Phyl. Soc., **36**, 500 (1940).
12. Deutsch M., Roberts A., Elliott L., Phys. Rev., **61**, 389 (1942).
13. Hurt L., Pool M., Phys. Rev., **65**, 351 (1944).
14. Hirzel O., Wäffler H., Helv. Phys. Acta, **19**, 214 (1946).
15. Rall W., Wilkinson R., Phys. Rev., **71**, 321 (1947).
16. Deutsch M., Phys. Rev., **72**, 527 (1947).
17. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., **74**, 1657 (1948).
18. Siegbahn K., Phys. Rev., **75**, 1277 (1949).
19. Fu-Chan Yu, Lin-Cheng, Kurbatov J., Phys. Rev., **75**, 1287 (1949).
20. Emmerish W., Kurbatov J., Phys. Rev., **75**, 1446 (1949).
21. Grum J., Thompson L., Pool M., Phys. Rev., **76**, 184 (1949).
22. Eminerish W., Kurbatov J., Phys. Rev., **76**, 454 (1949).
23. Maienschein F., Meem J., Phys. Rev., **76**, 899 (1949).
24. Siegbahn K., Phys. Rev., **77**, 233 (1950).
25. Meteosian E., Goldhober M., Phys. Rev., **78**, 326 (1950).
26. Miskel J., Phys. Rev., **79**, 403 (1950).
27. Wilson R., Phys. Rev., **79**, 1004 (1950).
28. Rutledge W., Stoddard A., Brangan C., Le Blonc J., Cork J., Phys. Rev., **79**, 237 (1950).
29. Cork J., Rutledge W., Bronyon C., Stoddard A., Childs W., Le Blanc J., Phys. Rev., **80**, 286 (1950).
30. Crum J., Pool M., Phys. Rev., **80**, 315 (1950).
31. Антоньева Н., Башилов А., Джелепов Б., ДАН СССР, **77**, 41 (1951).
32. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, **77**, 597 (1951).
33. Шпинель В., Форафонтов Н., ЖЭТФ, **21**, 1376 (1951).
34. Mims W., Halban H., Proc. Roy. Soc., **64A**, 311 (1951).
35. Goodrich M., Phys. Rev., **82**, 759 (1951).
36. Johansson S., Almquist S., Arkiv Fysik, **5**, 427 (1952).
37. Kelly W., Phys. Rev., **85**, 101 (1952).
38. Azuma T., Phys. Rev., **94**, 638 (1954).
39. Boley F., Phys. Rev., **94**, 1078 (1954).
40. Rohr R., Borkhoff K., Phys. Rev., **98**, 1266 (1955).
41. Azuma T., J. Phys. Soc. Japan, **10**, 167 (1955).
42. Джелепов Б., Ярицына И., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 343 (1956).
43. Башилов А., Nuclear Physics, **1**, 629 (1956).
44. Temmer G., Hendenburg N., Phys. Rev., **98**, 1308 (1955); **99**, 617 (1955).
45. Thomas R., Jr., Whitaker W., Peakock C., Bull. Am. Phys. Soc., **1**, 86Д3 (1953).
46. Жуковский Н., Карамян, А., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Сер. физич., **17**, 518 (1953).
47. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Учеваткин И., Чумин В., Изв. АН СССР, Сер. физич., **19**, 296 (1955).
48. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Щукин Г., см. настоящий номер журнала, стр. 996.
49. Слив Л., Банд Н., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения.—Изд. АН СССР, М., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, О. Е. КРАФТ и В. Б. ЖИНКИНА

ПОЗИТРОНЫ В ИЗЛУЧЕНИИ РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА In^{114}

Введение

Радиоактивный изотоп In^{114} принадлежит к числу тех изотопов, в которых возможен конкурирующий $\beta^+ - \beta^-$-распад. Он расположен между двумя стабильными изобарами, отличающимися по заряду на две единицы: Cd^{114}_{48} и Sn^{114}_{50}.

Изучение случаев $\beta^+ - \beta^-$-распада представляет большой интерес для установления факторов, влияющих на степень запрещения при β-переходах. Дело в том, что во всех случаях $\beta^+ - \beta^-$-распада крайними изобарами являются ядра с четными A и Z, у которых основные состояния должны иметь спин, равный 0, и четную волновую функцию. Какими бы ни были спин и четность среднего ядра, изменение этих характеристик при β^+- и β^--распадах должно быть одинаковым. Если вероятность перехода зависит только от изменения спина и четности волновой функции системы, как это считалось до недавнего времени, то β^+- и β^--переходы должны относиться к одной категории, т. е. должны иметь одинаковые произведения τf. В действительности произведения τf оказываются близкими, но не одинаковыми [1].

В 1953 г. вышла работа Бора и Моттельсона [2], в которой авторы указывали, что на вероятность β-распада может влиять деформация ядра.

В работе Джелепова и Пекера [1] была сделана попытка связать неравенство τf по двум ветвям распада с тем, что при этом деформация изменяется неодинаково сильно. Рассматривая зависимость коэффициента деформации от числа нуклонов в заполняемой оболочке, авторы приходят к выводу, что деформация при переходе, приближающем ядро к состоянию с заполненной оболочкой, меняется меньше, чем при переходе, удаляющем ядро от этого состояния. Большему изменению формы соответствует меньшая вероятность перехода и, следовательно, большее значение τf. Поэтому при конкурирующем $\beta^+ - \beta^-$-распаде величина τf должна быть большей для того перехода, который удаляет ядро от состояния с заполненной оболочкой. Анализ экспериментальных данных, приведенный авторами работы [1], в основном подтверждает этот вывод.

Радиоактивный изотоп In^{114}_{49} интересен тем, что при электронном распаде его как раз получается ядро с заполненной протонной оболочкой Sn^{114}_{50}. Конкурирующий $\beta^+ - \beta^-$-распад в In^{114} не изучен в настоящее время достаточно хорошо. Целью нашей работы является его изучение.

Обзор данных о распаде In^{114}

Радиоактивный изотоп In^{114} имеет два изомера с периодами полураспада 50 дней и 72 сек. 50-дневный изомер переходит в основное состояние In^{114}, испуская либо γ-квант с энергией 192 keV, либо конверсионный электрон.

Величина $\frac{N_e}{N_e + N_\gamma}$ для этого перехода по измерениям Боэма и Прейсверка [3] равна 0,80±0,05.

Из основного состояния In^{114}_{49} посредством электронного распада с периодом 72 сек переходит в основное состояние Sn^{114}_{50}. Измерения электронного спектра In^{114} привели Лаусона и Корка [4], а также Боэма и Прейсверка [3] к выводу, что β^--спектр является простым и относится к категории разрешенных спектров. Граничная энергия его наиболее точно определена в работе Джонса [5] и др.: $F_{гр} = (1{,}984 \pm 0{,}004)$ MeV.

В 1956 г. Джонс с сотрудниками [6] обнаружили, что γ-линия 1300 keV, замеченная ранее [7] и имеющая относительную интенсивность $2 \cdot 10^{-3}$ кв расп$^{-1}$, дает β—γ-совпадения с непрерывным β^--спектром с граничной энергией 710 ± 50 keV, а не с конверсионной линией 556 keV, идущей по *K*-захватной ветви, как думали раньше [5].

Этот результат подтверждается работой Гродзинса и Мотца [8]. Последние также нашли совпадения между γ-линией 1300 keV и электронным спектром, граничная энергия которого определена ими как 675 ± ±40 keV. Инстенсивность γ-линии 1300 keV составляет, по их данным, $(9 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ кв расп$^{-1}$. Таким образом, β^--спектр In^{114}— сложный и состоит из двух компонент: жесткой с энергией 1,984 MeV и мягкой с энергией около 0,7 MeV, ведущей на возбужденный уровень Sn^{114}.

Кроме электронно-распадной у In^{114} существует также электронно-захватная ветвь. В работах ряда авторов [8—10] установлено, что *K*-захват происходит как в изомерном состоянии In^{114}, так и в основном. *K*-Захват в изомерном состоянии In^{114}, составляющий 3,5% распадов, идет на возбужденный уровень Cd^{114} и сопровождается каскадными γ-лучами с энергиями квантов 0,722 и 0,556 MeV. Захват электронов основным состоянием In^{114} происходит в 1,9% распадов и приводит непосредственно к основному уровню Cd^{114}.

В 1949 г. Боэм и Прейсверк [3], изучая распад In^{114}, обнаружили с помощью метода трохоид в сочетании с фотографической регистрацией небольшое число позитронов. Граничная энергия позитронов, по данным авторов, оказалась равной 650 ± 100 keV, число позитронов на распад $\sim 1 \cdot 10^{-4}$. Авторы предположили, что позитронный распад идет на второй возбужденный уровень Cd^{114}.

В дальнейшем позитронная ветвь распада In^{114} наблюдалась Джонсом и др. [5, 11]. Авторы регистрировали позитроны по аннигиляционным γ-квантам. Регистрация производилась с помощью антраценовых счетчиков, включенных по схеме совпадений. Так как в In^{114} есть каскадные γ-лучи, то авторам приходилось измерять совпадения, обязанные аннигиляционным γ-квантам, при наличии довольно большого фона. Для числа позитронов на распад в [11] дается величина $(4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$.

Помимо оценки интенсивности авторы попытались оценить граничную энергию позитронов. Для этой цели они использовали в качестве источника индиевую фольгу, окруженную поглотителем — алюминием.

Измеряя зависимость скорости счета совпадений аннигиляционных γ-квантов от толщины поглотителя, авторы пришли к выводу, что граничная энергия позитрона лежит в пределах от 1 до 1,4 MeV. Последний результат находится в противоречии с данными Боэма и Прейсверка ($E_{гр} = 650 \pm 100$ keV). Так как разность энергий между основными состояниями In^{114} и Cd^{114}, определенная по порогу реакции Cd^{114} (p, n) In^{114} в работе Мак-Гинниса [12], оказалась равной 2,07 ± 0,20 MeV, то Джонс и др. сделали вывод, что позитронный распад идет на основной уровень Cd^{114}: $(1{,}2 \pm 0{,}2) + 1{,}022 \approx 2{,}2 \pm 0{,}2$ MeV.

В то время когда мы предприняли нашу работу по изучению конкурирующего $\beta^+ - \beta^-$-распада в In^{114}, никаких других сведений о позитронном спектре In^{114}, кроме приведенных выше, не было. Из этих данных вид-

но, что если самый факт существования позитронов являлся твердо установленным, то относительно границы и интенсивности позитронного спектра были разногласия. Не было никаких сведений о форме позитронного спектра. Однако к моменту написания этой статьи появилась статья Гродзинса и Мотца [8], результаты которой, касающиеся позитронного спектра In^{114}, совпадают с нашими результатами, хотя и получены они совсем другим методом.

Экспериментальная часть

Мы изучали β-спектр In^{114} с помощью магнитного β-спектрометра с трехкратной фокусировкой пучка, описанного в работе Джелепова и Крафт [13].

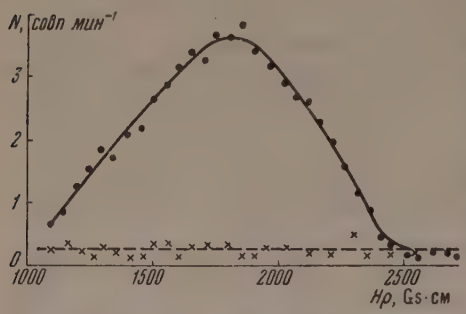


Рис. 1. Экспериментальный спектр позитронов In^{114}. Пунктиром показан фон совпадений

Источником служила облученная медленными нейтронами индиевая фольга толщиной 9 мг $см^{-2}$. β-частицы, вылетев из источника под некоторым углом к плоскости полюсов магнита, двигались по винтовым линиям, проходя последовательно через два счетчика Гейгера — Мюллера, помещенных друг над другом и включенных по схеме совпадений. Толщина пленок на окнах счетчиков составляла 0,5 мг $см^{-2}$. Вакуум в приборе составлял $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

На рис. 1 изображен экспериментальный спектр позитронов In^{114}. Для измерения фона прямой пучок β-частиц закрывался специальной заслонкой, помещенной на пути пучка под источником. Спектр позитронов в обработанном виде представлен на рис. 2. Здесь учтен фон совпадений, введены поправки на поглощение в источнике и пленках счетчиков, спектр приведен к равным интервалам энергий. Как видно из рис. 2, граничная энергия позитронного спектра составляет ~400 keV.

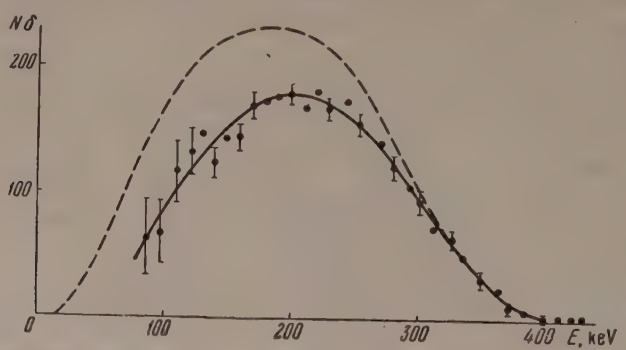


Рис. 2. Спектр позитронов In^{114} в обработанном виде. Сплошной линией показан β^+-спектр без введения поправок на искажение спектров в приборе, пунктиром — спектр с поправками

В работе [13] указывалось, что наш прибор искажает спектры частиц в области малых энергий. Для того чтобы привести спектр к истинной форме, нужно вводить специальные поправки, которые различны для различных источников. В случае In^{114} введение поправок в спектр позитронов особенно существенно, так как спектр целиком лежит в такой области энергий, в которой искажения спектра относительно велики. Для определения этих поправок мы измерили β^--спектр In^{114} точно в тех же условиях, в каких изучался спектр позитронов.

β^--Спектр в обработанном виде изображен на рис. 3. На рис. 4 приведена диаграмма Ферми для β^--спектра In^{114}. При энергии, превышающей 800 keV, точки хорошо ложатся на прямую, указывающую на граничную энергию спектра ~1,960 MeV. Ниже 800 keV наблюдаются отступления — сначала вверх, а затем вниз от фермиевской прямой.

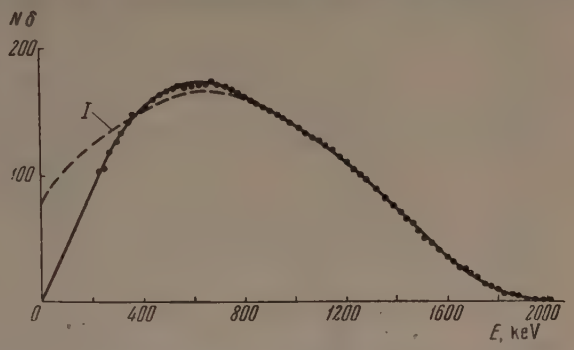


Рис. 3. Электронный спектр In^{114} в обработанном виде. Сплошная линия в области энергий < 200 keV представляет экстраполяцию спектра к нулевой энергии, пунктир — фермиевская форма спектра

Известно, что β^--спектр In^{114} не является простым — помимо спектра с энергий 1,984 MeV существует еще спектр электронов с граничной энергией около 0,7 MeV и интенсивностью около $9 \cdot 10^{-4}$ электрона на распад. Наличие столь слабой мягкой компоненты практически не может вызвать отступлений от фермиевской формы электронного спектра; в работах [3, 4], в которых условия для изучения спектра были более благоприятны, спектр укладывался на фермиевскую прямую вплоть до 300 keV. Поэтому обнаруженные нами отступления связаны с прибором и источником и могут служить для определения поправок. Зависимость поправок, т. е. отношения $N_{ист}/N_{эксп}$ от энергии, полученная из сравнения двух кривых рис. 3, изображена на рис. 5. Эти поправки затем были внесены в позитронный спектр для установления его истинной формы, хотя, строго говоря, указанные поправки могут быть разными для спектров разной формы и граничной энергии.

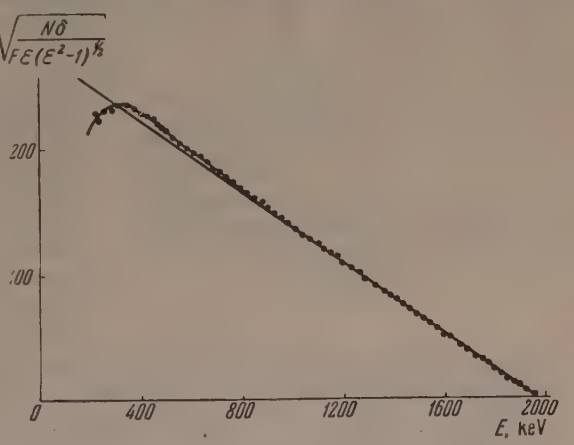


Рис. 4. График Ферми для электронного спектра In^{114}

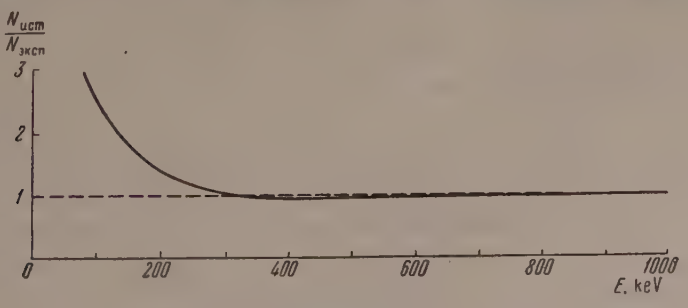


Рис. 5. Зависимость отношения $N_{ист}/N_{эксп}$ от энергии

Отметим, что вводимые нами поправки в области энергий ниже 200 keV могут вызвать сомнение в их правильности. В самом деле, экстраполяция электронного спектра под линией 0,192 MeV довольно произволь-

на. Для того чтобы оценить, насколько правильны наши поправки, мы внесли их в ординаты конверсионной линии. Полученная в результате такой обработки конверсионная линия In^{114} изображена на рис. 6 сплошной линией *II*. Пунктиром показан ход сплошного спектра в этой области.

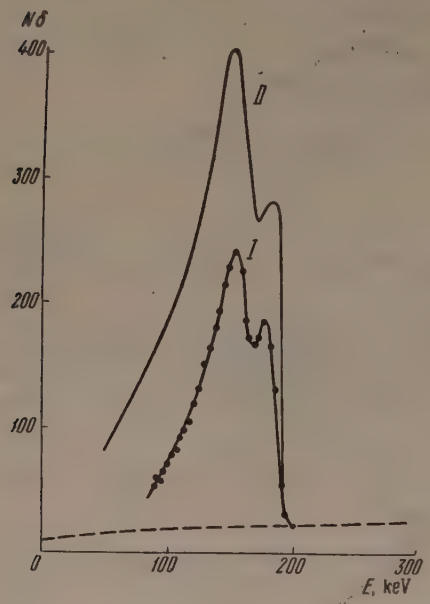


Рис. 6. Конверсионная линия с $h\nu = 0{,}192$ MeV: *I* — конверсионная линия без введения поправок, *II* — с поправками

Далее мы определили отношение площади суммарной конверсионной линии к площади электронного спектра (98% распадов). Доля электронной конверсии в распаде In^{114*} оказалась равной 0,75. По данным Боэма и Прейсверка эта величина равна $0{,}80 \pm 0{,}05$. Хорошее согласие этих величин показывает, что поправки в области до 100 keV введены нами правильно.

Спектр позитронов, получающийся после введения поправок, представлен на рис. 2 пунктирной линией. Отношение площади, ограниченной этой линией, к площади электронного спектра (*I* на рис. 3) дает нам число позитронов на распад In^{114}. Так как экспериментальные точки начинаются с 90 keV в β^+-спектре и с 200 keV в β^--спектре, то необходимо экстраполировать спектры в области малых энергий. Так как графики Ферми (рис. 4 и 7) оказались достаточно прямолинейными, то экстраполирование в область малых энергий производилось по фермиевской форме спектра.

Отношение площадей спектров оказалось равным $(3{,}9 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-5}$. Результат находится в хорошем согласии как с данными Джонса и др. [11]: $(4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$, так и с результатами, полученными в работе Гродзинса и Мотца [8]. Эти авторы пользовались для изучения позитронов In^{114} сцинтилляционной методикой. Для числа позитронов на распад они получили величину $(3{,}5 \pm 1{,}0) \cdot 10^{-5}$.

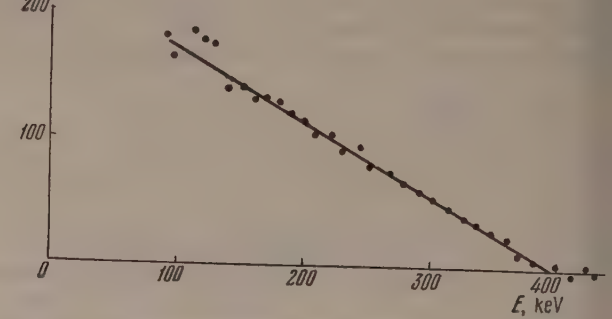


Рис. 7. График Ферми для позитронного спектра In^{114}

Граничная энергия нашего электронного спектра равна $1{,}96 \pm 0{,}05$ MeV, что находится в согласии с данными других авторов [4, 5]. Граничная энергия позитронов, как видно из графика, равна 395 ± 20 keV. Это значение находится в резком противоречии с данными Джонса с сотрудниками (1—1,4 MeV) и Боэма и Прейсверка (650 ± 100 keV), но хорошо совпадает с значением граничной энергии позитронов, полученным в работе [8] с помощью тройного кристаллического спектрометра — 400 ± 25 keV.

Возникает вопрос, к какому состоянию Cd^{114} приводит этот β^+-переход — основному или возбужденному?

Проведенные нами измерения при энергиях >400 keV показали, что более жесткая компонента позитронного спектра отсутствует. Верхний предел для ее интенсивности составляет меньше 3% от мягкой компоненты.

Этот факт приводит к заключению, что разность масс $In^{114} - Cd^{114}$ составляет $1{,}022 + 0{,}395 = 1{,}417 \pm 0{,}20$ MeV. Это число мы считаем более достоверным, чем определенное из ядерных реакций ($2{,}07 \pm \pm 0{,}20$ MeV) [14].

Мы определили, пользуясь нашими данными и таблицами Джелепова и Кудрявцевой [13], величину $\log \tau f$ для позитронного спектра. Она

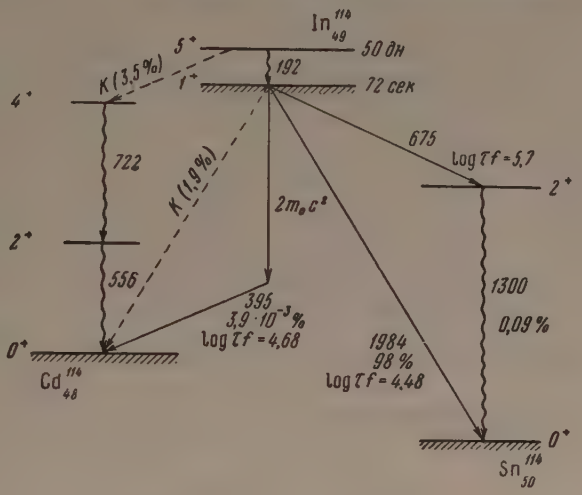


Рис. 8. Схема распада In^{114}

оказалась равной $4{,}68 \pm 0{,}24$, т. е. действительно довольно близкой к значению $\log \tau f$ для электронов. Величина $\log \tau f$ для позитронного спектра несколько больше, чем для электронного, и это находится в соответствии с предсказаниями работы [1], однако превышение лежит в пределах погрешности измерений.

Интересен вопрос о вероятности K-захвата в основном состоянии In^{114}. Экспериментальные определения количества рентгеновских квантов K-серии Cd [18, 10] указывают, что захват происходит в 1,9% распадов In^{114}. Сюда входят захват на основной уровень Cd^{114} и на возбужденные с энергиями 556 и 1278 keV; однако вероятности перехода на возбужденные уровни гораздо меньше, чем на основной, во-первых, из-за меньшей (в 2,7 раза для уровня 556 keV) энергии распада и, во-вторых, из-за того, что приведенная вероятность ($\log \tau f$) всегда в несколько раз меньше для переходов на возбужденные уровни. Если считать, что 1,9% относятся целиком к захвату на основной уровень, то для этого перехода $\log \tau f \approx 4{,}2$, что вполне подходит для разрешенного перехода. Экспериментальное отношение $K/\beta^+ = 490$. В работе Цвейфеля [14] вычислены теоретические значения отношения вероятностей K-захвата и позитронного распада W_K/W^+ для разрешенных переходов. Для $Z = 49$ и граничной энергии позитронов 395 keV это отношение составляет 120. Причины этого расхождения неясны. На рис. 8 приведена уточненная схема распада In^{114}.

Квантовые характеристики, стоящие около уровней, расставлены на основании следующих фактов и соображений:

1. Основные состояния Cd^{114} и Sn^{114} считаются принадлежащими к типу 0^+, как у всех четно-четных ядер.

2. Прямые измерения показали, что спин 50-дневного In^{114} равен [15].

3. Из кулоновского возбуждения ядер Cd^{114} следует [16], что состоя ние 556 keV Cd^{114} типа 2^+.

4. Из анализа угловой и поляризационной γ—γ-корреляции $h\nu = 72$ и 556 keV следует [9, 17, 18], что состояние 1278 keV Cd^{114} типа 4^+; эт подтверждается наличием разрешенного K-захвата из 50-дневного In^{11} При определенной выше разности масс $In^{114} - Cd^{114}$ для перехода из 5 дневного In^{144} на уровень 1278 keV Cd^{114} получается $\log \tau f = 7{,}4$. Несм тря на большую величину τf, это все же разрешенный распад, так как в всех других случаях разрешенный β-распад на высокие возбужденны уровни сопровождается повышенным τf [19].

5. Из последнего факта следует, что четность 50-дневного In^{114} по ложительна (5^+) [20]. Так как основной β^--распад In^{114} разрешенны ($\log \tau f = 4{,}48$), то отсюда следует, что 72-секундный In^{114} типа 0^+ или 1 Из этих двух возможностей следует выбрать вторую, так как тип 0^+ тр бовал бы очень высокого порядка мультипольности для перехода 5 дневного в 72-секундный In^{114} (в то время как из отношения K/L [3,2 из конверсии на L_I, L_{II}, L_{III}-оболочках [12] и времени жизни изомер следует тип $E4$).

6. Так как β^--распад 72-сек In^{114} на уровень 1300 keV Sn^{114} — разре шенный ($\log \tau f = 5{,}7$), то этот уровень типа 1^+ или 2^+. Из этих двух во можностей следует выбрать последнюю, так как у четно-четных ядер н наблюдается четных уровней с нечетным спином [23].

Авторы приносят благодарность Л. К. Пекеру за ценную дискусси о схеме распада.

Ленинградский гос. университет
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., ДАН СССР, **104**, 626 (1956).
2. Bohr A., Mottelson B., Kgl. Danske Videnkab Selskab. Mat.-fys. Med **27**, *16* (1953).
3. Boehm F., Preiswerk P., Helv. Phys. Acta, **22**, 331 (1949).
4. Lawson L., Cork J., Phys. Rev., **57**, 982 (1940).
5. Johns M., Cox C., Donelly R., McMullen C., Phys. Rev., **87**, 113 (1952).
6. Johns M., Williams J., Brodie D., Can. J. Phys., **34**, 147 (1956).
7. Maienschein F., Meem L., Phys. Rev., **76**, 899 (1949).
8. Grodzins L., Motz H., Phys. Rev., **102**, 761 (1956).
9. Steffen R., Brazos J., Phys. Rev., **99**, 1646 (1955).
10. Brazos J., Heffen R., Phys. Rev., **102**, 753 (1956).
11. Johns M., McMullen C., Donnelly R., Nablo S., Can. J. Phys. **32**, 35 (1954).
12. McGinnis C., Phys. Rev., **81**, 734 (1951).
13. Джелепов Б., Крафт О., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 318 (1956)
14. Zweifel P., Phys. Rev., **96**, 1572 1954).
15. Goodman L., Wexler S., Bull. Am. Phys. Soc., **30**, 18 (1955).
16. Temmer C., Heydenburg N., Phys. Rev., **98**, 1308 (1955).
17. Steffen R., Phys. Rev., **83**, 166 (1951).
18. Brazos J., Steffe R., Phys. Rev., **99**, 1645 (1955).
19. Слив Л., Пекер Л.,, Изв. АН, Сер. физич., **19**, 355 (1955).
20. Mei J., Mitchell A., Zaffarano D., Phys. Rev., **76**, 1883 (1949).
21. Шпинель В., Фарафонтов Н., ЖЭТФ, **21**, 1376 (1951).
22. Кельман В., Мецхваришвили Р., Романов В., Русинов Л. Коноплев К., ДАН СССР, **107**, 394 (1956).
23. Glaubman M., Phys. Rev., **90**, 1000 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. Б. ГОЛОВАНОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Л. С. ЛЕБЕДЕВ, В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-СПЕКТР In^{114*}

Относительные интенсивности γ-лучей 49-дневного In^{114*} определялись с помощью ритрона [1] в новых экспериментальных условиях [2]. На рисунке приведено распределение электронов отдачи по $H\rho$ (за вычетом фона). Отчетливо видны пики, соответствующие четырем γ-линиям In^{114*} 191, 556, 772 и 1300 keV. Для определения относительных чисел квантов разной энергии по площадям, занимаемым пиками, необходимо учесть спектральную чувствительность прибора [1, 2].

Следует отметить, что при изучении γ-спектра In^{114*} с помощью ритрона впервые изучена столь «мягкая» для этого прибора γ-линия —191 keV. В этой области энергий мы не имели точки на кривой спектральной чувствительности. Для того чтобы ее получить, мы воспользовались этим препаратом In^{114*}.

Из схемы распада In^{114*} видно, что основное направление, в котором происходит распад (96%), есть переход $In^{114*} \xrightarrow{\gamma^{191}} In^{114} \xrightarrow{\beta^{-}\,1984} Sn^{114}$; при этом испускаются жесткие β^--частицы (~2000 keV). Мы воспользовались этим обстоятельством и определили активность препарата на калориметре.

Зная активность препарата и коэффициент конверсии перехода 191 keV, можно было определить число γ-квантов этой энергии, испускаемых препаратом в единицу времени (активность препарата составляла 1,1 Cu). Определяя соотношение этого числа и площади, занимаемой линией, полученной с помощью ритрона, мы поставили еще одну точку на кривой спектральной чувствительности [2] при энергии 191 keV ($S_\gamma = 0{,}084$). Погрешность здесь порядка 10%, причем основной вклад в нее вносит неточное знание коэффициента конверсии изомерного перехода.

Разделение спектра производилось с помощью стандартных одиночных линий. Результат анализа приводится в таблице.

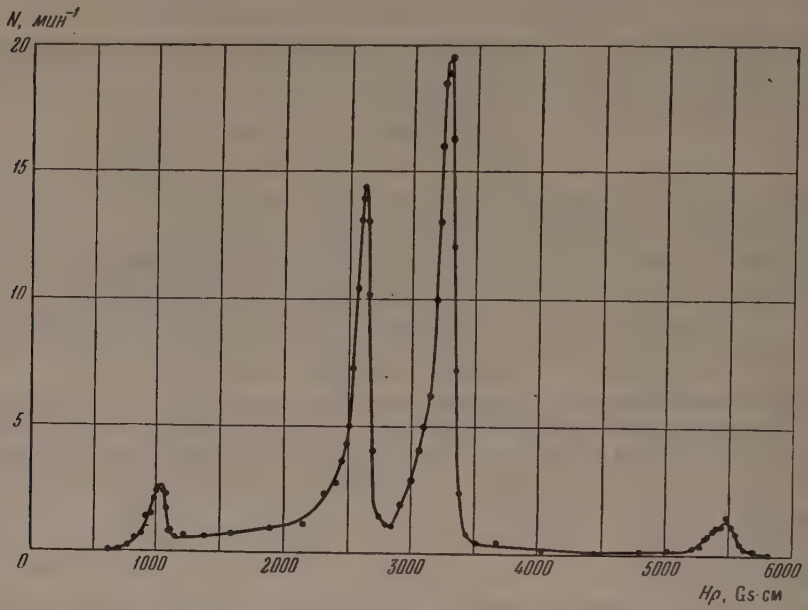
Энергии и интенсивности γ-линий In^{114*}

E_γ, keV	Относительная интенсивность	Число квантов на распад In^{114*}
191	4,00	0,167
556	1,07	0,045
722	1,00	0,042
1300	0,039	0,0017

Из таблицы видно, что отношение интенсивностей γ-линий 556 и 722 keV очень близко к единице. Отсюда можно заключить, что нередко переход путем E-захвата происходит не на первый возбужденный уровень, а на второй или на основное состояние Cd^{114}. По известным коэффициентам конверсии для переходов 191 и 722 keV и нашим относитель-

ным интенсивностям γ-линий можно определить числа квантов на расп для всех γ-переходов. Эти числа приведены в таблице.

В районе между γ-линиями 190 и 556 keV после вычитания стандар ных линий наблюдается некоторый избыток электронов отдачи, со ветствующий непрерывному спектру γ-лучей. Грубая оценка показы



Распределение электронов отдачи по $H\rho$ для In^{114*}

ет, что этот избыток можно, по-видимому, отнести за счет тормозно излучения, создаваемого жесткими β-частицами.

Мы признательны Е. А. Хольновой за калориметрические измерени активности In^{114*}.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР Сер. физич., 18, 599 (1954).
2. Джелепов Б., Приходцева В., Феоктистов А., Хольнов Ю Изв. АН СССР, Сер. физич., 20, 1361(1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

О. И. СУМБАЕВ

УТОЧНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ Ta^{182}

Относительные интенсивности линий в спектре γ-излучения Ta^{182} были впервые измерены на кристалл-дифракционном спектрометре Дюмонда [1, 2], а позднее в нашей работе [3] на аналогичном спектрометре Института метрологии в Ленинграде [4]. Как видно из табл. 1, результаты этих работ довольно сильно отличаются друг от друга.

Наличие большого числа близко расположенных мягких линий делает невозможным исследование спектра Ta^{182} по электронам отдачи. Присутствие интенсивных жестких линий сильно затрудняет измерения по фотоэлектронам, создавая неустранимый фон комптоновских электронов в мягкой области спектра [2]. Метод кристалл-дифракционного спектрометра является, таким образом, единственно применимым для измерения относительных интенсивностей линий в спектре Ta^{182}.

Кривая спектральной чувствительности в работах группы Дюмонда и наших первых работах рассчитывалась теоретически с учетом зависимости от длины волны следующих факторов: 1) самопоглощения в источнике, 2) коэффициента отражения γ-излучения от изогнутого кварцевого кристалла (при отражении от плоскостей 1340), 3) эффективности сцинтилляционного спектрометра, используемого в качестве регистратора диффрагированного γ-излучения.

Наиболее существенной оказалась зависимость от длины волны коэффициента отражения γ-излучения от изогнутого кристалла. Измерения Веста, Линда и Дюмонда [5] показали, что эта зависимость близка к квадратичной ($\Gamma \sim \lambda^n$, где n несколько меньше 2).

Таблица 1

Относительные интенсивности ряда линий в спектре Ta^{182}

E, keV [2]	Относительные интенсивности			
	[1]	[2]	по теоретической кривой спектральной чувствительности [3]	по экспериментальной кривой спектральной чувствительности
152,41	12,5	35	13,9	18,2
156,37	4,0	11,5	5,8	7,2
179,36	5,4	16	6,9	8,7
198,31	2,6	7,5	3,4	4,5
222,05	12,8	35	18,6	21,4
229,27	6,8	20	7,9	9,8
264,09	7,7	22	7,2	9,1
1122	100	100	100	100
1155	—	6,5	9,0	7,1
1189	44,6	45	59,5	56,8
1222	95	145	156	161
1231				

Наши измерения [3, 6] подтвердили квадратичный характер зависимости и привели к соотношению

$$\Gamma \sim \lambda^{1,85 \pm 0,04}, \qquad (1)$$

6*

где $\pm$ 0,04 — средняя квадратичная ошибка, полученная при обработке результатов измерений по методу наименьших квадратов.

Ошибка при теоретическом расчете кривой спектральной чувствительности оказывается довольно значительной и составляет 20—30 %. В основном она определяется неопределенностью показателя степени в соотношении (1).

Для получения более достоверных результатов необходимо было независимым прямым методом проверить ход расчетной кривой спектральной чувствительности. Активность источников Au^{198} и Co^{60} стандартных размеров (30×5×0,1 мм) была измерена на γ-калориметре [7]. На основании хорошо известных схем распада были вычислены числа квантов с энергиями 412, 1170 и 1320 keV, испускаемых источниками в единицу

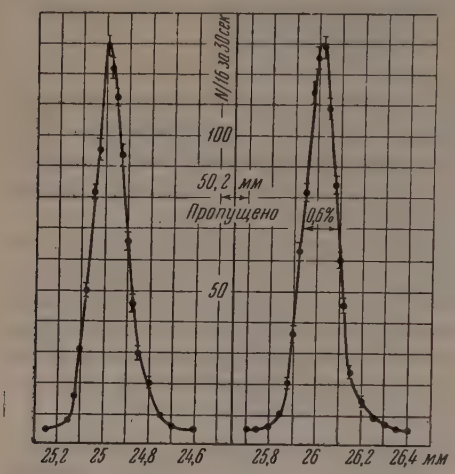


Рис. 1. Правая и левая зеркальные линии 412 keV Au^{198}. По абсциссе — отсчет по шкале прибора

Таблица 2

Сравнение теоретической и экспериментальной светосилы прибора

E, keV	$\varepsilon_{теор}$, мм	$\varepsilon_{эксп.}$, мм	$\frac{\varepsilon_{теор} - \varepsilon_{эксп}}{\varepsilon}$, %
412	$4{,}13 \cdot 10^{-10}$	$3{,}90 \cdot 10^{-10}$	+6
1170	$3{,}78 \cdot 10^{-11}$	$4{,}54 \cdot 10^{-11}$	—18
1330	$2{,}73 \cdot 10^{-11}$	$3{,}58 \cdot 10^{-11}$	—27

времени. Затем были измерены площади спектральных линий от этих источников на кристалл-диффракционном спектрометре (рис. 1 и 2). Отношение этих величин дает, очевидно, непосредственно значения светосилы прибора при энергиях 412, 1170 и 1330 keV*. Результаты сравнения теоретических и экспериментальных значений приведены в табл. 2.

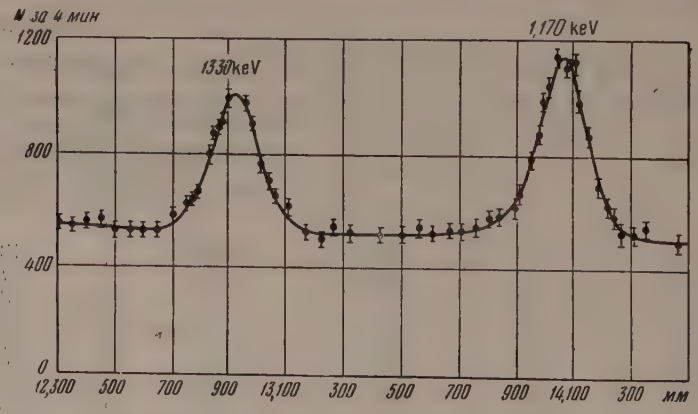


Рис. 2. Спектральные линии 1170 и 1330 keV Co^{60}. По абсциссе — отсчет по шкале прибора

* Светосила в таком определении имеет, очевидно, размерность делений шкалы спектрометра (в нашем случае миллиметры). Так как форма линий почти не меняется с энергией и отношение числа счетов на максимуме к площади линии остается примерно постоянным (в нашем случае это отношение ~5 $мм^{-1}$), то легко подсчитать светосилу в обычном определении — как отношение числа счетов на максимуме линии к полному числу γ-квантов данной энергии, испущенных источником.

Ввиду большей точности (максимальная ошибка экспериментальных значений была оценена в 8—10 %) и большей достоверности экспериментальных точек расчетная кривая спектральной чувствительности была несколько повернута так, чтобы получить наилучшее совпадение с экспериментом.

Относительные интенсивности линий в спектре γ-излучения Ta^{182}, пересчитанные по экспериментально исправленной кривой спектральной чувствительности, приведены в табл. 1.

В табл. 3 приведены относительные интенсивности линий в спектре

Таблица 3

Относительные интенсивности ряда линий в спектре γ-излучения Ir^{192}

E, keV [11]	Относительные интенсивности									
	[8]		[9]		[10]		[11]		наши данные	
205,75	0,27		—		0,25		0,23		0,32	
295,94	3,0		—		1,88		2,12		2,32	
308,45	3,1	13,8	9,09		2,02	9,45	2,06	10,1	2,38	11,1
316,46	7,7				5,55		5,90		6,38	
467,98	4,1		4,58		4,10		3,78		3,92	
484,75	—		—		0,37		0,23		0,36	
588,4	0,33		—		0,47		0,42		0,41	
604,5	1,0	1,74	1,74		0,72	1,74	0,82	1,74	0,76	1,74
612,9	0,41		—		0,55		0,50		0,57	

Ir^{192}, также пересчитанные по исправленной кривой спектральной чувствительности. Удовлетворительное совпадение их с данными, полученными по конверсионным электронам через коэффициенты конверсии [8], по электронам отдачи [9] и по фотоэлектронам [10, 11], служит еще одним подтверждением правильности кривой спектральной чувствительности.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Е. А. Хольнову, которой были выполнены измерения на γ-калориметре.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии им. Д. И. Менделеева

Цитированная литература

1. Muller D., Hoyt H., Klein D., Du-Mond J., Phys. Rev., **88**, 775 (1952).
2. Murray J., Boehm F., Harmier P., Du-Mond J., Phys. Rev., **97**, 1007 (1954).
3. Сумбаев О., ЖЭТФ, **32**, 247 (1957); Измерительная техника, *2* (1957).
4. Лукирский П., Сумбаев О., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 903 (1956).
5. Lind D., West W., Du-Mond J., Phys. Rev., **77**, 475 (1950).
6. Сумбаев О., ЖЭТФ, **32**, 1276 (1957).
7. Аглинцев К., Хольнова Е., ДАН СССР, **98**, 3 (1954).
8. Башилов А., Антоньева Н., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Сер. физич., **16**, 264 (1952).
9. Глазунов М., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Сер. физич., **19**, 294 (1955).
10. Johns M., Nablo S., Phys. Rev., **96**, 1599 (1954).
11. Baggerly L., Marmier P., Boehm F., Du-Mond J., Phys. Rev., **100**, 1364 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и С. А. ШЕСТОПАЛОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА γ-ЛУЧЕЙ RaC

Введение

Спектр γ-лучей RaC изучался неоднократно [1—5]. RaC является одним из продуктов распада радия; практически ему принадлежит вся жесткая часть γ-спектра радия, находящегося в равновесии с продуктами распада. Радий является основным радиоактивным веществом, используемым в метрологии в качестве эталона; поэтому к изучению этого спектра было привлечено внимание экспериментаторов.

Спектр RaC настолько сложен, что при каждом усовершенствовании экспериментальной техники в нем открываются новые детали. К настоящему времени в нем известно более 35 линий. Энергия γ-квантов определяется наиболее точно по спектру конверсионных электронов. Относительные интенсивности линий определяются лучше всего по спектру электронов отдачи. Такие исследования в достаточно хороших условиях производились дважды. В 1940 г. Латышев и сотр. [2] изучали этот спектр при помощи магнитного спектрометра с разрешающей способностью $>10\%$ в районе 1 MeV. В 1954 г. Младженович и Хедгран [3] изучали этот спектр при помощи магнитного спектрометра с разрешающей способностью $\sim 3{,}5\%$ в районе 1 MeV.

Описанный в статье [6] γ-спектрометр позволил нам произвести исследование γ-спектра RaC с еще лучшей (приблизительно в полтора раза) разрешающей способностью*.

1. Форма и размеры источника

Источником γ-лучей служили 4 г радия в виде соли $RaBr_2$, заключенные в 24 стеклянных ампулах диаметром 4—5 мм и длиной ~ 40 мм. Ампулы помещались в четырех коробочках из медной фольги толщиной 50 μ, в каждой по шесть ампул, по три в ряд. Коробочки стояли одна за другой. По отношению к коллиматору ампулы располагались так, как это схематически изображено на рис. 1. $RaBr_2$ не целиком заполнял ампулы.

Угол наклона ампул выбран таким образом, чтобы из любой точки источника прямые (параллельные оси) лучи могли попадать на мишень. «Пустые» концы ампул при этом находились в невыгодном положении, но специальными опытами было установлено, что γ-излучение активного осадка радона, находящегося на внутренних стенках пустого конца ампул, составляет не более 1,5 % от всего γ-излучения данной ампулы. При описанном выше расположении ампул длина источника равна 13,5 см. Ближайший конец источника находился на расстоянии 3 см от края коллиматора; между ними находился лист алюминия толщиной 2 мм.

---

* Результаты измерений и предварительного расчета относительных интенсивностей были доложены на V Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.

2. Анализ препарата на содержание в нем RaTh

Как известно, многие препараты радия содержат мезоторий и радиотий. Наличие этих примесей искажало бы γ-спектр. Хотя наш препарат радия, судя по паспорту, был свободен от этих примесей, мы сочли необходимым убедиться в отсутствии в нем примеси радиотория. Эта проверка производилась фотонейтронным методом и непосредственно на электроне по жесткому участку γ-спектра.

В первом методе источником фотонейтронов служила одна из ампул и тяжелая вода, детектором — спиральная урановая камера.

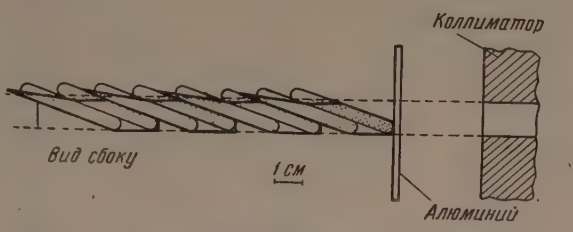


Рис. 1. Расположение источника у входного окна коллиматора

За появление фотонейтронов ответственны γ-линии с энергией, превышающей 2,23 MeV — порог фоторасщепления дейтерия. У радия — это главным образом слабая линия RaC — 2450 keV (0,02 кванта на распад); радиотория (находящегося в равновесии с продуктами распада) — это сильная линия ThC″ — 2614 keV (0,35 кванта на распад RaTh); это позволяет обнаруживать малую примесь радиотория к радию. Для градуировки установки мы воспользовались заведомо чистым препаратом радия. Относительная вероятность образования фотонейтронов γ-лучами Ra и RaTh взята из [7]. Результаты измерений указывают на то, что исследованный препарат не содержит примеси в количестве более 1 % (по эквиваленту).

На электроне с собранным из ампул источником была промерена та область энергии γ-лучей, где должна находиться наиболее интенсивная линия γ-спектра ThC″ — 2614 keV. Скорость счета на максимуме этой линии была $<0{,}06$ имп мин$^{-1}$. Скорость счета на линии 2450 keV Ra — 2 имп мин$^{-1}$. Полученный результат позволяет сделать вывод, что препарат радия не содержит примеси радиотория в количестве более 0,2 % (по числу распадов).

3. Экспериментальная кривая

Полученная нами экспериментальная кривая [8] изображена на рис. 2 (черные кружки). По оси абсцисс отложена энергия E_γ, вычисленная по формулам

$$E_\gamma = \frac{1}{2} m_0 c^2 (E_\beta + \sqrt{E_\beta^2 + 2E_\beta}), \quad E_\beta = \sqrt{1 + \left(\frac{e}{m_0 c^2}\right)^2 (H\rho)^2} - 1,$$

где H — измеренное поле, а ρ — радиус кривизны круговой траектории в приборе; по оси ординат отложена скорость счета совпадений в относительных единицах. Светлыми кружками обозначен фон, т. е. скорость счета совпадений при мишени, выведенной из пучка. Точки фона измерялись в среднем по 1,5 часа; точки, относящиеся к спектру, по 4 часа каждая.

4. Фон

Фон, наблюдающийся в нашем приборе, складывается из следующих составляющих: 1) случайных совпадений разрядов в обоих счетчиках; 2) комптон-электронов, выбитых основным пучком γ-лучей из газа (гелия и метана), находящегося в районе мишени; 3) случайных электронов из состава электронного газа, возникающего в результате многократного рассеяния γ-лучей и электронов в пространстве перед первой щелью; 4) совпадений от космических частиц.

Скорость счета случайных совпадений может быть рассчитана по н грузкам счетчиков и по разрешающей способности усилителя; она мало з висит от напряженности магнитного поля и составляет ~ 0,8 имп мин Фон от космических лучей, благодаря большому расстоянию между сче чиками, очень мал: ~1 имп час$^{-1}$.

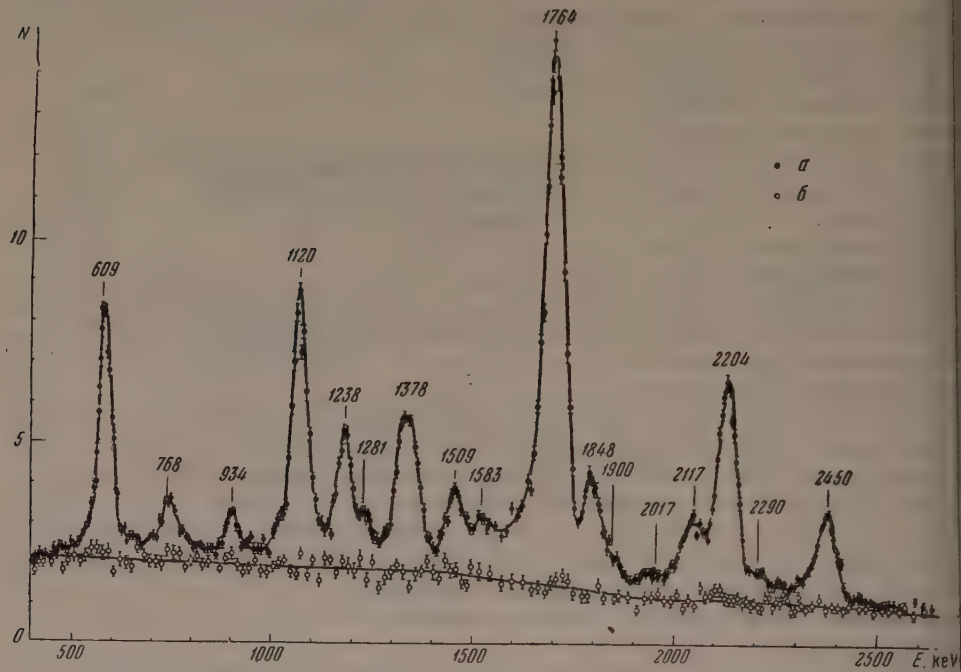


Рис. 2. Экспериментальная кривая γ-спектра RaC: *а* — совпадения при мишени пучке; *б* — совпадения при мишени, выведенной из пучка (фон)

В ритроне [9] отчетливо наблюдалась вторая составляющая фона фон в некоторой, сильно уменьшенной, степени повторял основную кри вую: под максимумами линий γ-спектра или немного левее их наблюда лось повышение фона. В нашем приборе мы не можем уверенно выделит эту составляющую фона: некоторые намеки на максимумы под линиям 609, 1764 и 2204 keV имеются, но они лежат почти в пределах статистики Поэтому мы относим наблюдающийся фон к остальным причинам и счи таем, что он плавно зависит от H.

В интервале энергий от 500 до 1400—1500 keV фон очень медленно па дает, оставаясь приблизительно равным 2 совп мин$^{-1}$. В районе 1500— 1900 keV фон уменьшается почти в 1,5 раза, а затем опять (вплоть д 2500 keV) очень медленно убывает. Если предположить, что фон плавно зави сит от H, можно отказаться от чрезвычайно трудоемкого непосредствен ного измерения фона в каждой точке, в которой измеряются ординат спектра, и определить фон по плавной кривой, проходящей через вс совокупность фоновых точек. При этом, хотя точки фона расположен реже и имеют большую погрешность, их совместное действие приводит незначительной погрешности в результате.

Экспериментальная кривая фона такова, что ее можно успешно за менить четырьмя наклонными прямыми, как это заметно на рис. 2. Про веденные на рис. 2 прямые получены по методу наименьших квадратов В результате этих вычислений фон под интенсивными линиями определя ется, по-видимому, с погрешностью 0,2 — 0,3 шт мин$^{-1}$. В других места (где нет намеков на повышение фона) эта погрешность составляет

по-видимому, не более 0,1 шт мин$^{-1}$. Так, например, она равна приблизительно 0,06 шт мин$^{-1}$ в районе 2250—2600 keV.

5. Обработка экспериментальной кривой

Для определения относительных интенсивностей γ-линий экспериментальный спектр подвергался обработке: 1) вычитался фон; 2) вносилась

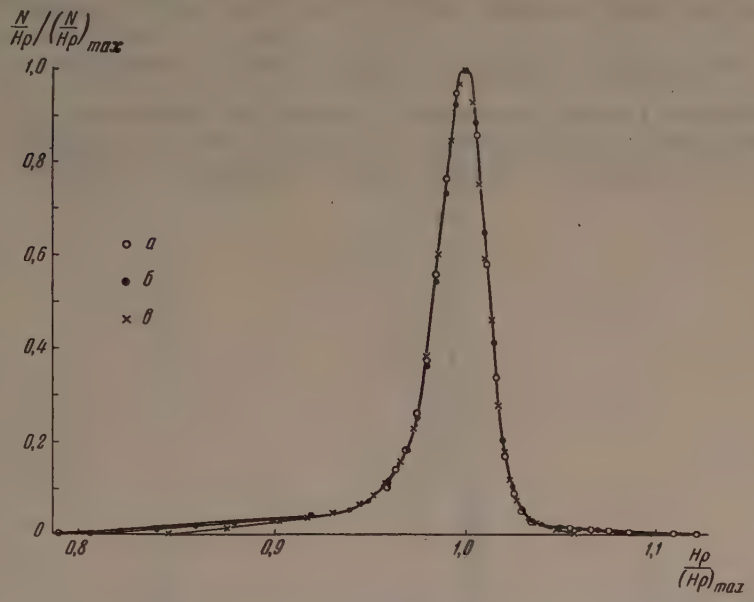


Рис. 3. Форма приборной спектральной линии в приведенных координатах: *а* — 1332,5 Co^{60}; *б* — 1120 Zn^{65}; *в* — 661,6 Cs^{137}

поправка на различную эффективность системы счетчиков к электронам разной энергии; кривые зависимости эффективности от энергии вычислялись на основе работы Клуре [10]; в наших условиях эффективность счетчиков меняется на 7% при изменении энергии электронов от ~ 400 до ~ 2000 keV; 3) результат приводился к равным интервалам $H\rho$; 4) затем кривая разлагалась на компоненты стандартной формы; у каждой компоненты определялась площадь; 5) площадь каждой компоненты умножалась на коэффициент, связанный с поглощением данной γ-линии в источнике и стенке прибора, и делилась на спектральную чувствительность прибора. Полученные значения принимались за относительные интенсивности линий. Значения абсцисс E_γ переводились в $E_{ист}$ по градуировочной кривой, приведенной в работе [6]. В этой же работе обсуждались результаты исследования формы спектральной линии. Мы предприняли повторное тщательное изучение формы линии, особое внимание уделяя подъемам как со стороны меньших, так и со стороны бо́льших (по отношению

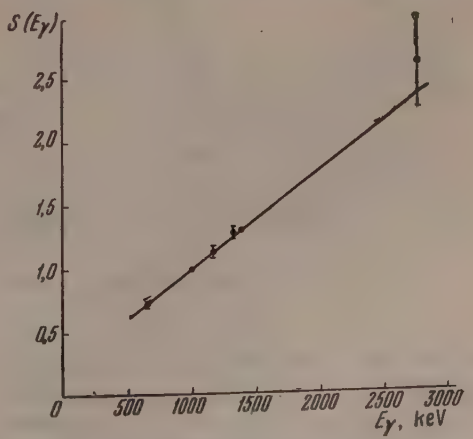


Рис. 4. Экспериментальная кривая спектральной чувствительности элотрона

к максимуму) энергий. Полученные результаты (рис. 3) совпадают со старыми данными о форме линии [6], только подъем со стороны бо́льших энергий для линий Co^{60} и Zn^{65} начинается несколько раньше, чем для γ-линии Cs^{137}. Чтобы найти форму спектральной линии для других энергий, мы пользовались линейным экстраполированием для подъемов.

Спектральная чувствительность прибора (рис. 4) получена на основании измерений спектров Cs^{137}, Co^{60} и Na^{24}. Активность препаратов Cs^{137} и Co^{60} определялась калориметрическим методом Е. А. Хольновой.

6. Разложение спектра электронов отдачи на компоненты

Разложение спектра электронов отдачи на компоненты производилось в следующей последовательности. Прежде всего выяснялось, какие γ-линии уже известны в рассматриваемом интервале энергий — учиты-

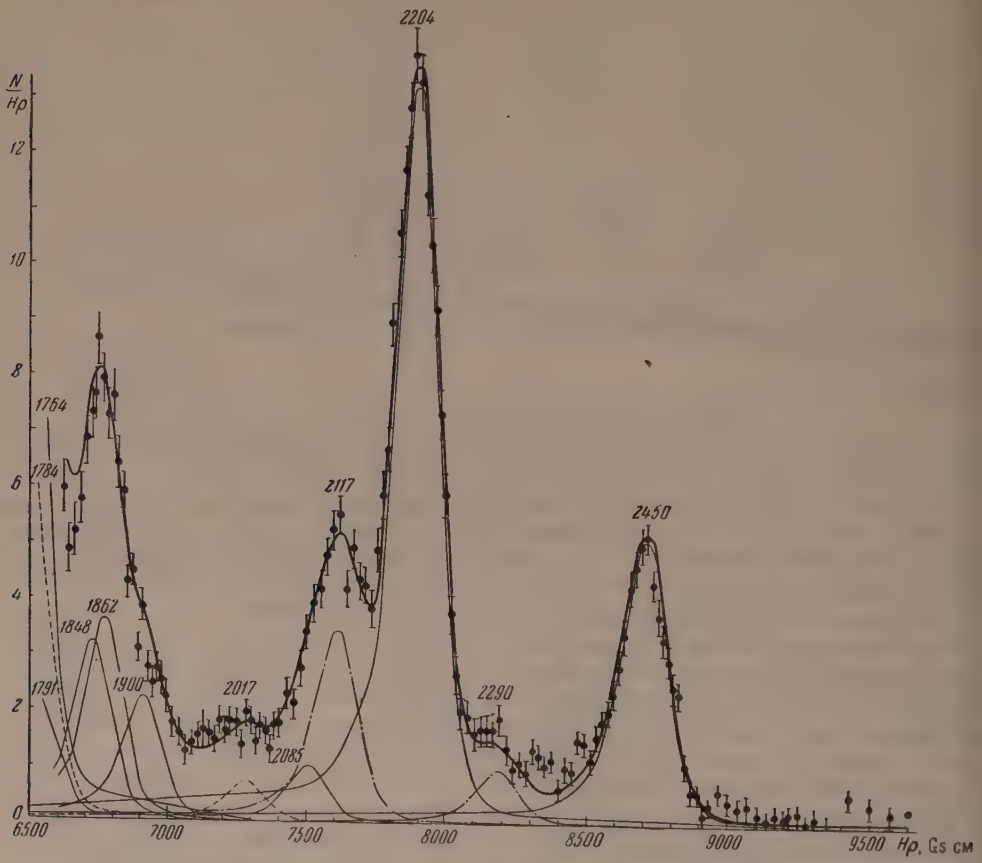


Рис. 5. Разложение участка γ-спектра RaC в области 1820—2600 keV

вались спектры электронов отдачи [2, 3] и спектры конверсионных электронов [4, 5]; в последнем случае особое внимание уделялось работе Младженовича и Слетиса [5], причем учитывались и неидентифицированные линии, указанные этими авторами. Энергетическое расположение γ-линий, измеренных по конверсионным электронам [5], считалось заданным. Интенсивность линий была подобрана так, чтобы наилучшим образом объяснить расположение экспериментальных точек. После этого оказалось, что в некоторых местах экспериментальные точки лежат выше кривой, которую можно составить из указанных выше компонент. В нескольких случаях в области больших энергий, когда превышение

кежало далеко за пределами статистических ошибок, сделано предположение о существовании неизвестных раньше линий.

На рис. 5 представлен участок спектра от 1820 до 2600 keV. Кроме горошо известных интенсивных γ-линий 1848, 2204 и 2450 keV, в нашем пектре проявляются более слабые линии, ранее не наблюдавшиеся в спектрах электронов отдачи. Две из них, имеющие $h\nu = 2016{,}7$ и 2117,0 keV, наблюдались по конверсионным электронам и были идентифицированы работе Младженовича и Слетиа [5]. В таблице конверсионных лектронов, приведенной в этой работе, имеется ряд неидентифицированных авторами линий. Среди них есть линия № 137 ($H\rho = 7412{,}22$). Если предположить,

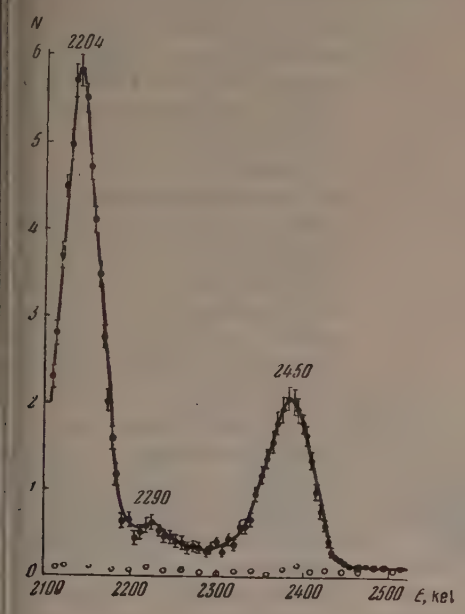


Рис. 6

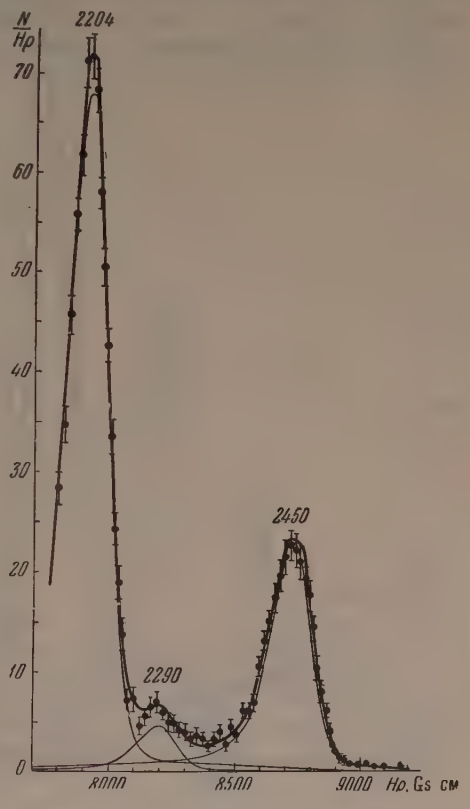


Рис. 7

Рис. 6. Экспериментальная кривая участка γ-спектра RaC в области 2204 — 2450 keV, полученная в улучшенных условиях. Светлые точки — фон

Рис. 7. Разложение участка γ-спектра RaC в области 2204—2450 keV

нто это конверсионные K-электроны RaC, то энергия соответствующей γ-линии получается равной 1862,3 keV. После проведения перечисленных шести линий стало ясно, что значительный избыток совпадений наблюдается около 1900, 2100 и 2300 keV. Для его объяснения мы предположили существование трех слабых γ-линий с $h\nu = 1900$, 2085 и 2290 keV; самая интенсивная из них ($h\nu = 1900$ keV) в 2 раза слабее линии $h\nu = 2450$ keV и появляется всего лишь в 0,9 % распадов. В спектре электронов отдачи, опубликованном Латышевым [2], была указана γ-линия с $h\nu = 2090$ keV; в то же время в 3 раза более интенсивная линия $h\nu = 2117$ keV не была указана. По-видимому, обе линии $h\nu = 2085$ и 2117 keV слились в спектре Латышева и были приписаны $h\nu = 2090$ keV.

После проведения указанных линий расхождение между суммарной и экспериментальной кривыми осталось в следующих местах.

1. В области $h\nu \sim 2500$—2700 keV систематически наблюдается скорость счета, превышающая фон; ее не удается объяснить влиянием соседней линии $h\nu = 2450$ keV. Возможно, что существуют γ-линии, более жесткие, чем линии 2450 keV; к этому вопросу мы еще вернемся.

2. Между γ-линиями 2290 и 2450 keV экспериментальные точки лежа выше суммарной кривой. Этот избыток можно было объяснить существо ванием очень слабой линии (~0,003 кванта на распад) с энергией 2340 keV Для проверки этого обстоятельства мы предприняли повторное измерени участка спектра 2204—2450 keV в улучшенных условиях с применение нового усилителя (понижен фон). Результаты изображены на рис. 6 и

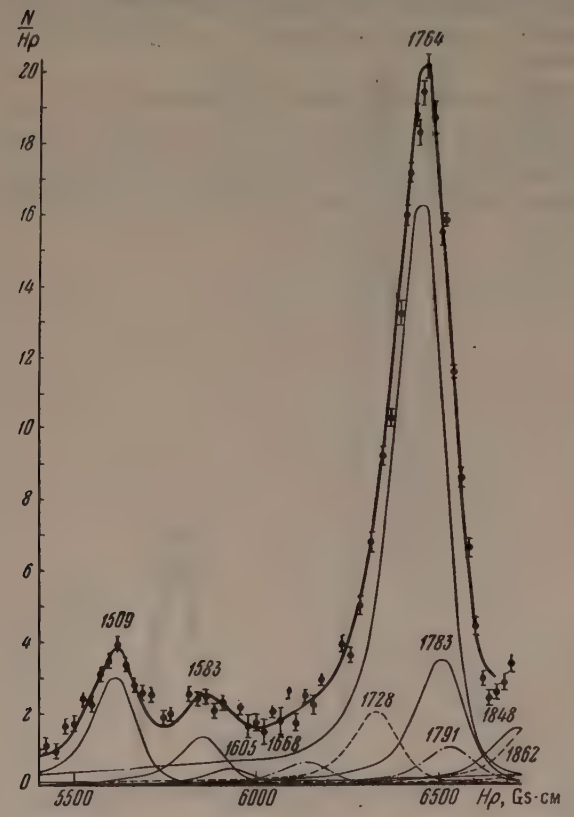


Рис. 8. Разложение участка γ-спектра RaC в области 1480—1820 keV

Как видно из приведенны кривых, существовани γ-линии с энергией 2290 ke несомненно, а предположе ние о наличии $h\nu = 2340$ ke не подтвердилось.

На рис. 8 приведе участок спектра 1480- 1820 keV. Наряду с пика ми, которые соответствую хорошо известным γ-ли ниям 1509,3 и 1764,4 keV на экспериментальной кри вой отчетливо виден пи в районе 1580 keV. Сре ди неидентифицированны линий в работе [5] ест линии № 123 и 126. Есл предположить, что это кон версионные K и $L_{1,2}$-элек троны, то для энерги γ-линии получим значени 1582,9 keV.

Избыток электронов от дачи возле линии 1764,4 keV со стороны меньших энергий может быть объ яснен наличием γ-линий энергиями 1728,3, 1668,4 и 1605,2 keV. Первая из вестна из конверсионного спектра; энергия второй неидентифицированные в есть конверсионные K- и L_1-электроны RaC. Избыток электронов отдачи возле линии 1764,4 keV со стороны бóльших энергий может быть объяснен наличием γ-линий 1783,8 и 1790,7 keV, энергии которых получены в предположении, что неидентифицированные [5] линии № 132 и 133 являются конверсионными K-электронами RaC. Надо отметить, что точность в определении $(N/H\rho)_{max}$ для указанных выше линий невелика, так как они расположены на фоне очень интенсивной линии; небольшое изменение в высоте линии 1764,4 keV сильно сказывается на величине $(N/H\rho)_{max}$ для этих линий, а следовательно, и на их площади. Необходимости в проведении новых линий на этом участке спектра нет.

и третьей получена в предположении, что работе [5] линии № 127 и 130, 124 и 128

На рис. 9 представлен участок спектра от 450 до 1480 keV. Хорошо известные интенсивные линии 609,3, 768,7, 934,8, 1120,4, 1238,3 и 1378,2 keV не объясняют всего расположения экспериментальных точек.

Избыток электронов отдачи между линиями 609,3 и 768,7 keV можно объяснить наличием γ-линий 652,4, 660,9 и 703,2 keV, энергии которых найдены в предположении, что неидентифицированные линии № 81, 82, 88 [5] есть конверсионные K-электроны RaC. Необычная форма линии 768,7 keV (очень пологий спад со стороны больших энергий), по-видимо-

му, вызвана наличием трех близко расположенных линий — 787,1, 806,3 и 821,3 keV. Энергии этих линий определены опять в предположении, что линии № 91, 92 и 93 [5] суть конверсионные *K*-электроны RaC. Чтобы объяснить ход экспериментальной кривой, мы вынуждены были провести между интенсивными линиями 1120 и 1238 keV еще две линии — 1155,3 и 1207,1 keV. Энергия первой известна из измерений конверсионных электронов, вторая найдена среди неидентифицированных линий [5]. Возле линии 1238,3 keV довольно отчетливо проявляется линия 1281,3 keV, которая наблюдалась Младженовичем и Слетисом в спектре конверсионных электронов. После проведения указанных линий остается некоторое расхождение: около 720 keV и в районах 840—890 и 960 —

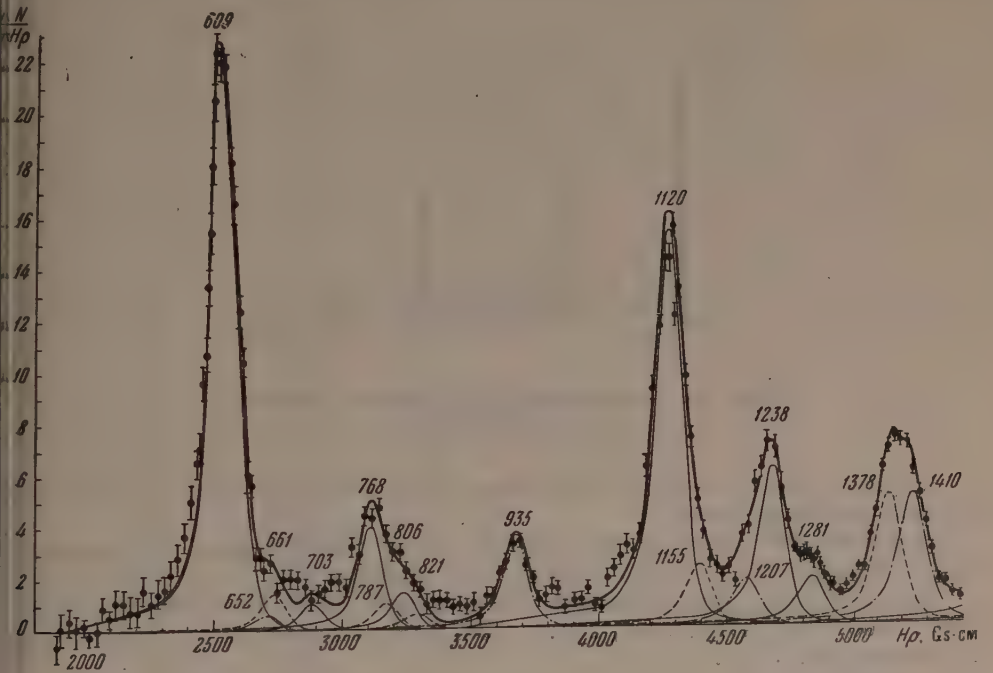


Рис. 9. Разложение участка γ-спектра RaC в области 450—1480 keV

1040 keV экспериментальные точки расположены выше суммарной кривой. Для объяснения этого необходимы дальнейшие исследования.

Вопрос об участке спектра 1350—1450 keV подробно рассмотрен в работе [11]*.

Относительные интенсивности γ-линий RaC приведены в табл. 1 и иллюстрируются рис. 10.

---

* В работе [11] при вычислении λ_{e^-} (стр. 938) и λ_{α_1} (стр. 939) допущены арифметические ошибки.

На странице 938, начиная со строки 15 (сверху), следует читать: «Для нашего случая $h\nu = 806$ keV, $\lambda_\gamma = 6{,}9 \cdot 10^{10}$ и, следовательно, $\lambda_{e^-} = \lambda_{\gamma_{806}} \frac{N_{e^-}}{N_{\gamma_{806}}} = 2{,}0 \cdot 10^{10}$ сек$^{-1}$,

$$T_{e^-} = 3{,}5 \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

Соответствующий параметр перекрытия волновых функций $\rho \approx 0{,}13$. Получающееся значение T_{e^-} согласуется с оценками Бете и Дрелла».

На странице 939: «$\lambda_{\alpha_1} = \lambda_{\alpha_0} e^{-(\Pi_1 - \Pi_0)}$, где Π_1 вычисляется по той же формуле (2), что и Π_0, только для $l = 2$. В результате получается $\lambda_{\alpha_1} = 7{,}3 \cdot 10^4$ сек$^{-1}$ и отношение $\lambda_{\gamma_{609}} : \lambda_{\alpha_1} = 2{,}3 \cdot 10^5$».

Расчетное значение отношений $\lambda_{\gamma_{609}} : \lambda_{\alpha_1}$ довольно хорошо согласуется с экспериментальным.

По поводу точности, с которой определены нами относительные и тенсивности, можно сказать следующее:

а) для «сильных» линий, с относительной интенсивностью больше 0, погрешность определяется не статистическими ошибками, а возможно погрешностью в проведении кривой спектральной чувствительности (±15 в интервале 600—2200 keV). Следует помнить, что относительные инте сивности близких линий известны с большей точностью;

б) для некоторых линий дополнительная погрешность возникает из-з «хвостов» близко расположенных сильных линий. Это относится, напр мер, к линиям 1155, 1281, 1509, 1583, 2117 keV;

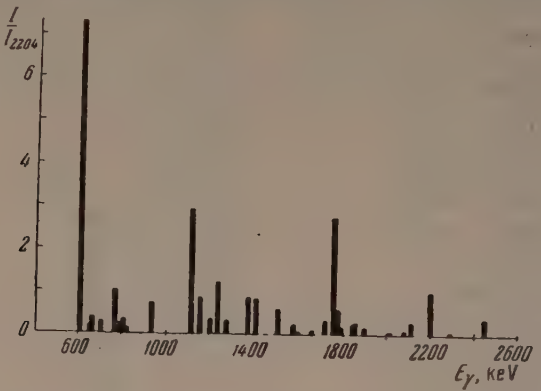


Рис. 10. Относительные интенсивности в спектре γ-лучей RaC

в) для слабых линий к указанным выше погрешностям добавляются статистические ошибки;

г) для очень близко расположенных линий значительная погрешность может возникать из-за разложения на компоненты.

Относительные интенсивности таких линий, как 787, 806, 821, 1207 1605, 1668, 1784, 1791, 1900, 2017 и 2085 keV, определены с точностью, не превышающей 50%.

7. Определение чисел квантов, приходящихся на один распад

Зная относительные интенсивности γ-линий в спектре (N_γ) и полную энергию, уносимую γ-лучами на один акт распада (Q), мы можем определить число квантов на распад для каждой γ-линии из следующего соотношения: $\sum_\gamma N_\gamma k E_\gamma = Q$, где $N_\gamma k$ есть число квантов на распад γ-линии с энергией E_γ. Следует отметить, что определенные таким образом величины $N_\gamma k$ могут быть несколько преувеличенными, так как суммирование производится по всем известным γ-линиям, а могут быть еще и неизвестные. В случае RaC, однако, γ-спектр изучен удовлетворительно на всех участках энергии, поэтому указанное преувеличение может быть лишь очень небольшим.

Величина Q берется из тепловых или ионизационных измерений. Для радия эта величина определялась неоднократно [12]. Лучшее калориметрическое определение полной энергии, уносимой γ-лучами одного грамма радия в единицу времени, произведено Злотовским [13] в 1935 г.: $Q_0 = 9{,}1 + 0{,}15$ кал $г^{-1}$ $час^{-1}$; эта энергия относится к излучению радия (B + C), эффект от γ-лучей самого радия составляет всего 0,02 кал $г^{-1}час^{-1}$ [14], т. е. лежит за пределами погрешности в определении Q_0. При определении чисел квантов на распад удобно Q_0 выражать в MeV на акт распада. Если это сделать, то мы получим величину

$Q = 1{,}81$ MeV. (При расчете число распадов в секунду в 1 г радия было принято равным $3{,}65 \cdot 10^{10}$; это число приводится в работе Уайта [15] в качестве наиболее точного.) Как выше указывалось, эта энергия

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности γ-линий RaC*

№ п/п	E_γ, keV	Относительная интенсивность		
		наши данные	Младженович и Хедгран [3]	Латышев [2]
1	609,3	7,31	5,13	—
2	652,4	0,56		—
3	660,9			—
4	703,2	0,30		—
5	768,7	1,02	1,11	—
6	787,1	0,25		
7	806,3	0,33		—
8	821,3	0,14		—
9	934,8	0,74	0,54	—
10	1120,4	2,92	3,9	1,76
11	1155,3	0,44		
12	1207,1	0,37		
13	1238,3	1,23	1,42	0,41
14	1281,3	0,34		
15	1378,2	0,86	1,66	1,32
16	1385,3			
17	1391,1			
18	1396,5	0,84		
19	1401,7			
20	1408,0			
21	1438,0			
22	1509,3	0,60	0,56	0,56
23	1582,9	0,24		
24	1605,2	0,07		
25	1668,4	0,11		
26	1728,3	0,34	3,14	2,51
27	1764,4	2,73		
28	1783,8	0,58		
29	1790,7	0,16		
30	1848,5	0,25	0,33	0,32
31	1862,3	0,28		
32	1900	0,17		
33	2016,7	0,06		
34	2085	0,08		
35	2117,0	0,28		
36	2204,2	1	1	1
37	2290	0,07		
38	2450	0,36	0,36	0,34

относится к излучению радия $(B + C)$. На долю γ-лучей Ra B приходится 0,11 от всей энергии, испущенной радием (B + C). Это число приводится Резерфордом и др. [16] как наиболее достоверное. Следовательно, полная энергия, испускаемая в виде γ-лучей при одном распаде

* Энергии γ-линий, помещенных в таблице под № 1, 5, 9, 10, 11, 13, 14, 15, 22, 26, 27, 30, 33, 35, 36, даны по измерениям Младженовича и Слетиса [5] конверсионных электронов. В этой же работе есть ряд неидентифицированных авторами линий. Это линии № 81, 82, 88, 90, 91, 92, 93, 102, 112—116, 118, 123, 124, 126—128, 130, 132, 133 и 137, которые идентифицированы нами и помещены в таблице под № 2, 3, 4, 6, 7, 8, 12, 16—21, 23, 24, 25, 28, 29, 31. Энергии γ-линий № 32, 34, 37 и 38 определены нами. Относительные интенсивности указанные Младженовичем и Хедграном и Латышевым, относятся к группам неразрешенных линий; мы объединили вероятные группы фигурными скобками, но указали соответствующее значение интенсивности у той энергии, у какой указывали его авторы этих работ.

RaC, равна $1{,}81\,(1-0{,}11)=1{,}61$ MeV. Результаты вычислений чисел квантов на распад, основанных на наших относительных интенсивностях и вышеприведенном значении Q, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Определение чисел квантов на распад для RaC

№ п/п	E_γ, keV	N_γ	$N_\gamma\,k$—числа квантов на распад	$N_\gamma k E_\gamma$—энергия, уносимая квантами данного сорта
1	609,3	7,31	0,398	0,242
2	652,4	0,56	0,030	0,020
3	660,9			
4	703,2	0,30	0,016	0,011
5	768,7	1,02	0,056	0,043
6	787,1	0,25	0,013	0,011
7	806,3	0,33	0,018	0,014
8	821,3	0,14	0,008	0,006
9	934,8	0,74	0,040	0,037
10	1120,4	2,92	0,159	0,178
11	1155,3	0,44	0,024	0,028
12	1207,1	0,37	0,020	0,024
13	1238,3	1,23	0,067	0,083
14	1281,3	0,34	0,018	0,023
15	1378,2	0,86	0,047	0,065
16—21	1410	0,84	0,046	0,065
22	1509,3	0,60	0,033	0,050
23	1582,9	0,24	0,013	0,020
24	1605,2	0,07	0,004	0,006
25	1668,4	0,11	0,006	0,010
26	1728,3	0,34	0,019	0,033
27	1764,4	2,73	0,149	0,263
28	1783,8	0,58	0,032	0,057
29	1790,7	0,16	0,009	0,015
30	1848,5	0,25	0,014	0,026
31	1862,3	0,28	0,015	0,028
32	1900	0,17	0,009	0,017
33	2016,7	0,06	0,003	0,006
34	2085	0,08	0,004	0,009
35	2117,0	0,28	0,015	0,032
36	2204,2	1	0,054	0,120
37	2290	0,07	0,004	0,009
38	2450	0,36	0,020	0,048
			1,36 кв расп$^{-1}$	1,60 MeV расп$^{-1}$

Мы пользуемся случаем, чтобы выразить признательность Е. А. Хольновой за калориметрические измерения; И. А. Ярицыной за помощь в измерениях при проверке по фотонейтронам препарата радия на содержание в нем радиотория; И. Ф. Учеваткину и студентам-дипломантам Ю. Старостенко, Н. Глушковой и Б. Овчинникову, принимавшим участие в измерениях.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
метрологии им. Д. И. Менделеева

Цитированная литература

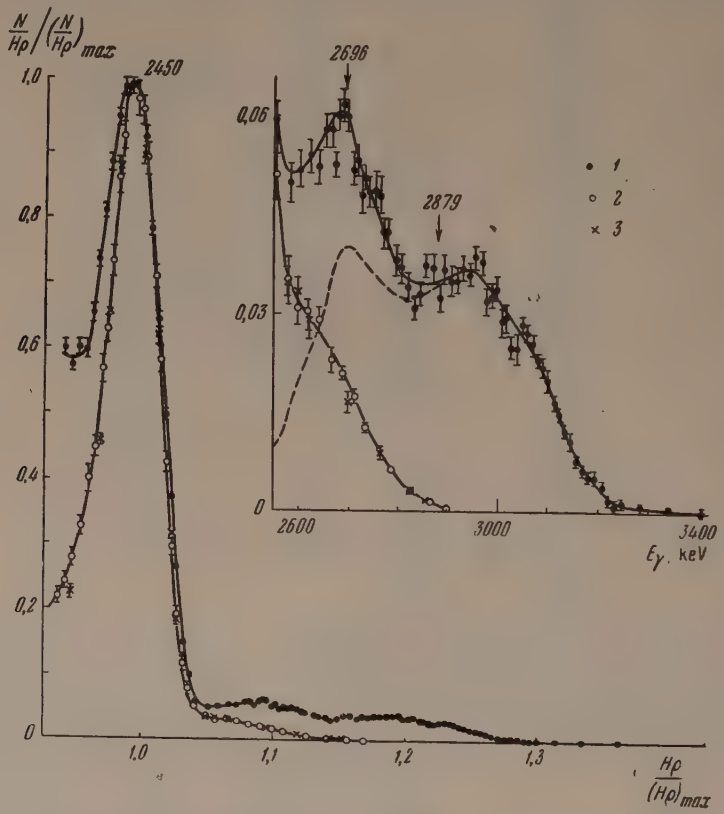
1. Латышев Г., Rev. Mod. Phys., 19, 132 (1947); von Baeyer O., Hahn O., Meitner L., Phys ZS., 12, 1099 (1911); Rutherford E., Robinson H., Phil. Mag., 26, 717 (1913); Ellis C., Aston G., Proc. Roy. Soc., A105, 165 (1924); Siegbahn K., Arkiv f. Mat. Astr. och. Fysik, 30A, *20* (1944); Kageyama S., J. Phys. Soc. Japan., 7, 93 (1952); Itoh J., Watase Y., Phys. Math. Soc. Japan, 20, 142 (1938); Mann K., Ozeroff M., Can. J. of Research, 7, 164 (1949).

2. Латышев Г., Компанеец А., Борисов Н., Гусак П., Journ. Phys. USSR, **3**, 251 (1940); Латышев Г., ЖЭТФ, **14**, 65 (1944).
3. Mladjenovic M., Hedgran A., Arc. för. Fys., **8**, 49 (1954); Phisica, **18**, 1242 (1952).
4. Ellis C., Proc. Roy. Soc., A **143**, 350 (1934); Cork J., Branyan C., Stoddard A., Keller H., Le Blanc J., Childs W., Phys. Rev. **83**, 681 (1951).
5. Mladjenovic M., Slätis H., Arc. för Fys., **8**, 65 (1954).
6. Джелепов Б., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 328 (1956).
7. Аглинцев К., Дозиметрия понизирующих излучений, Ленинград, 1950.
8. Джелепов Б., Шестопалова С., Nuovo Cim., **3** Suppl., *1*, 54 (1956).
9. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, **77**, 233 (1951).
10. Clure G., Phys. Rev., **90**, 796 (1953).
11. Джелепов Б., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 933 (1956).
12. Rutherford E., Robinson H., Phil. Mag., **25**, 312 (1913); Ellis C., Wooster W., Phil. Mag., **50**, 521 (1925); Gray L., Proc. Roy. Soc., **159**, 263 (1937).
13. Zlotowski J., J. Phys. et Rad., **6**, 242 (1935).
14. Hahn O., Meitner L., ZS. f. Phys., **26**, 161 (1924).
15. Whyte G., Canad. J. of Physics, **30**, 442 (1952).
16. Rutherford E., Chadwick J., Ellis C., «Radiations from radioactive substances», 501, Cambridge, 1930.

И. Ф. УЧЕВАТКИН и С. А. ШЕСТОПАЛОВА

О НОВЫХ ЛИНИЯХ В СПЕКТРЕ RaC

В статье Джелепова и Шестопаловой [1] указывается, что за γ-линией 2450 keV RaC приблизительно до энергии 2700 keV наблюдались превышающие фон совпадения, которые нельзя было объяснить влиянием соседней линии. Мы решили подробнее изучить этот участок спектра на элотроне в условиях повышенной светосилы. Целлофановая мишень была заменена мишенью из бериллия толщиной 330 μ и выделяющие щели пе ред счетчиками увеличены в два раза как по высоте, так и по ширине по



Участок спектра γ-лучей RaC 2450—3400 keV: *1* — спектр RaC, *2* — линия 2614 keV ThC″, *3* — линия 2758 keV Na^{24}. В верхней части рисунка участок 2550—3400 keV изображен в увеличенном масштабе. Пунктирная линия — спектр RaC за вычетом «жесткого спада» линии 2450 keV

сравнению со щелями в стандартных условиях [2]. Это привело к повыше нию светосилы приблизительно в 30 раз при ухудшении разрешающе способности в 2,2 раза ($E_\gamma = 2700$ keV). Для изучения в этих условия формы приборной спектральной линии были тщательно исследованы γ-ли

нии 2614 keV ThC″ и 2758 keV Na^{24}. При изучении спектра RaC за линией 2450 keV было обнаружено систематическое значительное превышение эффекта над фоном вплоть до энергии 3200 keV; фон составлял в этой области спектра $\sim$ 10% от эффекта. Понижение фона достигнуто заменой свинцового коллиматора на коллиматор из вольфрама, залитого свинцом, и использованием усилителя с $\tau \sim 10^{-6}$ сек.

Результаты измерений спектра RaC приведены на рисунке. Здесь же приведены линии 2614 keV ThC″ и 2758 keV Na^{24}.

Для удобства сравнения спектр представлен в относительной системе координат. Из рисунка отчетливо видно, что «жесткий спад» линий ThC″ и Na^{24} (а следовательно, и 2450 keV RaC), обусловленный формой спектральной линии, идет ниже и кончается гораздо раньше, чем наблюдаемый избыток электронов у RaC. В верхней части рисунка в увеличенном масштабе пунктирной линией изображен этот избыток за вычетом «хвоста» от линии 2450 keV. Цифры над стрелками указывают энергии двух уровней возбуждения RaC′, известных в этом районе из измерений Резерфорда и сотрудников [3] спектра длиннопробежных α-частиц. Полученные результаты позволяют сделать предположение, что избыток электронов отдачи обусловлен γ-линиями, которые до настоящего времени не были найдены.

В 1950 г. появилась работа [4], в которой производились поиски γ-линий RaC в районе 3 MeV по фотопротонному эффекту. Обнаружить γ-линии в этом районе авторам не удалось. Они указали только верхнюю границу: $\leqslant 10^{-4}$ квантов на распад.

Мы произвели оценку суммарной интенсивности обнаруженного «остатка»: он в 10 раз слабее линии 2450 keV, что составляет $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ кванта на распад.

В измерениях спектра RaC и $h\nu = 2614$ keV ThC″ принимал участие дипломант ЛПИ Б. М. Овчинников.

Авторы выражают глубокую признательность Б. С. Джелепову за обсуждение результатов и А. А. Павлову за изготовление усилителя совпадений.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии им. Д. И. Менделеева

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Шестопалова С. А., см. настоящий номер журнала, стр. 990.
2. Джелепов Б. С., Шестопалова С. А., Изв. АН СССР, Сер. физич., **20**, 328 (1956).
3. Rutherford E., Lewis W., Bowden B., Proc. Roy. Soc., A **143**, 347 (1933).
4. Bishop G. R., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., **77**, 416 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Г. М. ГОРОДИНСКИЙ, А. Н. МУРИН, В. Н. ПОКРОВСКИЙ
и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

О НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПАХ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ РЕАКЦИИ ГЛУБОКОГО ОТЩЕПЛЕНИЯ Ta ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ ЭНЕРГИИ 660 MeV

Сообщение I

Реакция глубокого отщепления («скалывания») на Ta, облученном протонами энергии 340 MeV, изучалась Сиборгом и др. [1]. Мы поставили задачу изучения продуктов реакции глубокого отщепления при облучении Ta протонами энергии 660 MeV. Для изучения были выбраны редкие земли, так как образующиеся в реакции нейтронодефицитные изотопы лантанидов мало изучены, а иногда и неизвестны.

Танталовая мишень облучалась на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований. Облучение производилось либо на внутреннем пучке (1—2 часа), либо на рассеянном пучке (несколько месяцев). Такие долгие облучения были необходимы для накопления достаточной активности долгоживущих изотопов. Разделение редких земель производилось хроматографически по методике, указанной в [2]. Высокое качество разделения во многом способствовало выполнению нашей задачи.

Изучение отдельных фракций проводилось в основном сцинтилляционным методом с помощью γ-спектрометра и γ—γ-совпадений. Привлекались также данные по периодам полураспада, полученные в измерениях на торцовом счетчике, и сведения о типе излучения и энергии β-частиц по измерениям на простейшем магнитном спектрометре Даниша.

Построенный нами сцинтилляционный γ-спектрометр выполнен по обычной схеме однокристального одноканального спектрометра. Применен неперегружающийся усилитель с формированием импульсов на короткозамкнутой искусственной линии. Большое внимание уделялось стабильности работы, в особенности стабильности порогов дискриминатора. Применение различных вспомогательных устройств (таких, как автоматическое перемещение окна дискриминатора через заданный промежуток времени, попеременная регистрация числа импульсов на двух механических счетчиках, запись γ-спектра на самописец и др.) существенно облегчило работу с установкой и значительно увеличило ее «пропускную способность». В спектрометре применялись стандартный кристалл NaJ (Tl) размером 30×20 мм и фотоумножитель типа ФЭУ-С. Относительная полуширина γ-линии Cs^{137} (662 keV) составляла 8,6 или 9,3%, в зависимости от примененной геометрии (по поводу геометрии см. ниже).

Схема энергетически выделенных γ—γ-совпадений, также сцинтилляционная, на кристаллах NaJ(Tl) и фотоумножителях ФЭУ-11, имела следующие основные характеристики: разрешающее время — $8 \cdot 10^{-7}$ сек, полуширину линии Cs^{137}— 10% в каждом из каналов. Подробное описание γ-спектрометра и схемы γ—γ-совпадений будет опубликовано особо

В нашу задачу входило определение относительных интенсивностей γ-линий. Поэтому большое внимание было уделено изучению формы линий и устранению пика обратного рассеяния.

Наилучшие результаты (практически полное отсутствие пика обратного рассеяния) дало применение свинцового коллиматора с отверстием в виде усеченного конуса. Для устранения рентгеновской флуоресценции свинца конус изнутри был оклеен танталовой, затем оловянной и медной фольгами (0,5 мм Ta + 0,25 мм Sn + 0,3 мм Cu). В этой геометрии полуширина γ-линии Cs^{137} составляла 9,3%.

Поскольку активность некоторых источников была недостаточной для работы в этой геометрии, они помещались в непосредственной близости к кристаллу — в так называемой 0-геометрии. Пик обратного рассеяния уменьшается при приближении источника к кристаллу, что облегчает работу в этой геометрии. Благодаря разумному расположению свинцовой защиты, рентгеновской флуоресценции свинца в этом случае удалось избежать; полуширина линии Cs^{137} составляла 8,6%.

В обеих геометриях были исследованы формы линий. Для исследования выбирались одиночные γ-линии, принадлежащие таким изотопам, как Ce^{141} (145 keV), Hg^{203} (279 keV), Cr^{51} (320 keV), Au^{198} (411 keV), Cs^{137} (662 keV), а также их рентгеновское излучение. Полученные результаты позволили проводить разложение спектра на отдельные линии любых промежуточных энергий. Использованная методика экспериментального определения формы линий имеет очевидные преимущества перед часто употребляющимся в сцинтилляционной γ-спектрометрии методом теоретического вычисления формы линий (см., например, [3]).

Для определения эффективности регистрации кристаллом γ-излучения разной энергии проводилось снятие γ-спектров β^--активных изотопов, имеющих одиночные γ-линии, с известным числом актов распада. Последнее определялось по β-измерениям на «4π»-счетчике. По известному числу распадов в единицу времени N и определенному из экспериментального спектра числу импульсов (в ед. времени) в фотопике (т. е. из измеренной в опыте площади фотопика) — S_γ—можно, как обычно, определить коэффициент эффективности K_γ для квантов данной энергии:

$$K_\gamma = S_\gamma / N_\gamma. \tag{1}$$

Здесь N_γ— число γ-квантов, легко определяемое, если установлена схема распада и известны коэффициенты конверсии.

Далее мы воспользовались тем обстоятельством, что рентгеновское излучение наших образцов возникает только за счет конверсии γ-лучей. Ввиду этого число рентгеновских квантов (K—линия) N_x — связано с числом γ-переходов очевидным соотношением

$$N_X = \alpha_K \omega_K N_\gamma,$$

где α_K—коэффициент конверсии на K-оболочке, а ω_K—выход флуоресценции на K-оболочке. Тогда коэффициент эффективности для X-лучей

$$K_X = \frac{S_X}{N_X} = \frac{1}{\alpha_K \omega_K} \cdot \frac{S_X}{S_\gamma} K_\gamma. \tag{2}$$

Таким образом, мы смогли определить эффективность кристалла для рентгеновского излучения.

Поскольку форма фотопика с большой точностью совпадает с гауссовой кривой [4], можно легко получить аналитическое выражение для S

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} n \Delta E,$$

где n — число импульсов в единицу времени, измеренное в максиму фотопика и приходящееся на 1 keV; ΔE — полуширина фотопика д данной энергии в keV.

По формулам (1) и (2) были подсчитаны коэффициенты эффективнос для рентгеновских и γ-квантов энергии 36 keV (K-кванты, испускаем Ce^{141}), 73 keV (k-кванты Hg^{203}), 145 keV (Ce^{141}), 279 keV (Hg^{203}) и 662 ke (Cs^{137}). Коэффициент эффективности для 411 keV (Au^{198}) был опред лен с помощью равенства (2), полагая K_X известным из предыдущих и мерений.

Полученные результаты представлены на рис. 1, где изображена з висимость эффективности кристалла NaJ(Tl) размером 30 × 20 мм энергии падающего кванта. Падение эффективности в области малых эне гий связано с поглощением излучения в алюминиевом контейнере и сл MgO, окружающем кристалл. Поскольку их толщин мы не знаем, это пре положение проверялось следующим образом. Находили такую эффекти ную толщину слоя Al, чтобы после учета поглощения в нем эффекти ности для квантов энергии 36 и 73 keV оказались равны друг другу (эф фективность самого кристалла в области до 100 keV обычно принимаетс

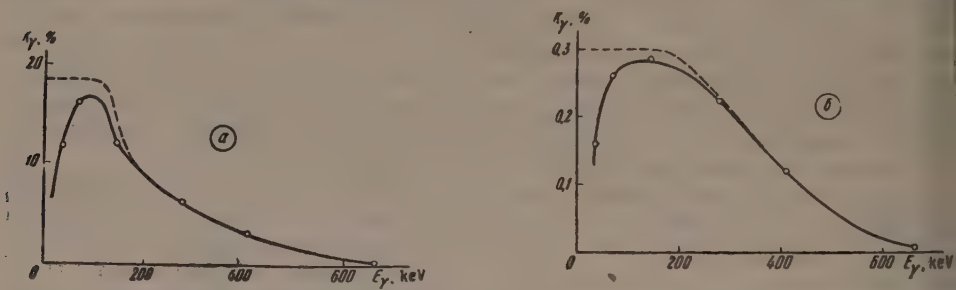


Рис. 1. Коэффициент эффективности кристалла NaJ(Tl) размером 30 × 20 мм. K указано в % от полного (в 4 π) числа γ-квантов. Сплошная кривая проведена по эксп риментальным точкам, пунктирная — с учетом поглощения в контейнере и MgO. а) 0-геометрия, б) геометрия с коллиматором

не зависящей от энергии). Полученный при этом порядок величины (~2 м Al) и совпадение ее оценок для разных геометрий подтверждают разум ность произведенных операций. После введения поправки на поглощени мы можем оценить телесный угол Ω, стягиваемый кристаллом в разны геометриях. Очевидно, что он равен максимально возможному в данно геометрии значению коэффициента эффективности и составляет 0,183 дл 0-геометрии и 0,003 для геометрии с коллиматором.

Общий ход полученных кривых (рис. 1), а также увеличение относитель ной эффективности регистрации жестких γ-квантов с удалением источ ника от кристалла согласуются с результатами теоретических расчето [5] и данными работы [6]. Наличие ряда трудно исключимых ошибо эксперимента привело к тому, что точность определения относительны интенсивностей по кривым рис. 1 не превышает 20%. В области энергий < 70 keV оценка интенсивностей дополнительно затруднена аппаратурны ми погрешностями (малое разрешение, недостаточное число эксперимен тальных точек на фотопике и др.). Поэтому вычисление интенсивностей в этой области, как правило, не производилось. Мы надеемся, что усовер шенствование методики позволит нам в дальнейшем существенно поднять точность измерения интенсивностей.

Заметим, что каскадные γ-кванты могут дать суммарный импульс и, таким образом, в спектре появится дополнительный пик с суммарной энер гией совпадающих γ-квантов. Естественно, что такие совпадения проявля ются при достаточно большом телесном угле. В наших условиях они чет ко регистрировались при 0-геометрии. Это явление оказывается полез

ым при расшифровке спектра. Во-первых, мы могли судить о наличии овпадений γ-квантов, что подтверждало результаты, полученные на схе- е γ—γ-совпадений (аналогичная идея была использована в [7]). Во-вто- ых, мы могли оценить интенсивности совпадающих γ-линий. Действитель- о, число совпадений фотопиков двух γ-линий (т. е. площадь пика сов- падений) $S_{\gamma_1+\gamma_2}$ по общей формуле совпадений будет равно

$$S_{\gamma_1+\gamma_2} = \frac{K_{\gamma_1} N_{\gamma_1} K_{\gamma_2} N_{\gamma_2}}{N}, \qquad (3)$$

де N — число каскадных переходов. ри известном N_{γ_1}/N из (3) можно пределить N_{γ_2}. Примеры применения ормулы (3) будут приведены в альнейшем.

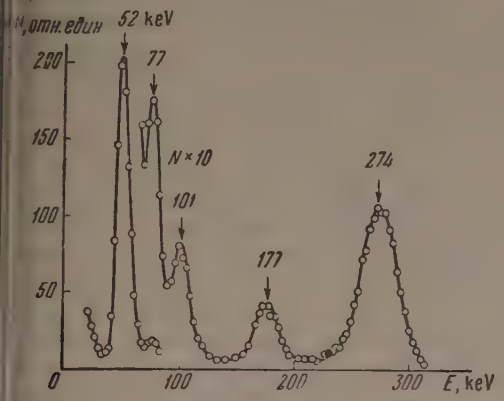


Рис. 2. γ-Спектр Lu^{173} (геометрия с коллиматором)

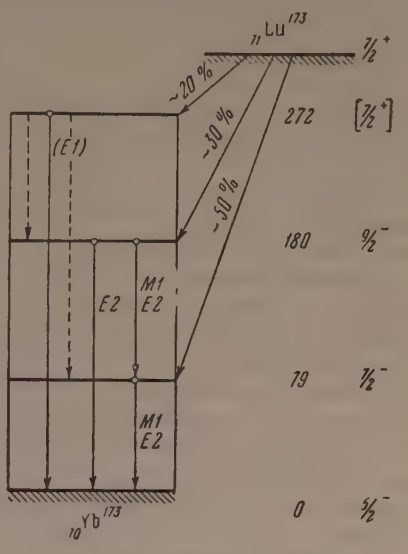


Рис. 3. Схема распада Lu^{173}

Перейдем теперь к изложению результатов измерений. Для удобства ы будем идти по массовым числам A, от более тяжелых к менее тяже- ым, постепенно удаляясь от ядра — мишени. В настоящем сообщении удут рассмотрены изотопы Lu, Yb и Tu с массовыми числами от 173 о 165.

$A = 173$. Во фракции Lu (короткого облучения) были замечены[8] леды долгоживущей активности. Согласно таблицам Сиборга [9], она огла принадлежать Lu^{174} или Lu^{173}. Результаты изучения γ—γ-совпа- ений позволяют сказать, что содержание Lu^{174} не превосходит 10% со- ержания Lu^{173} (так, например, отсутствие совпадений γ-линий 79 и 180 keV оворит об отсутствии γ-спектра, соответствующего ротационной по- осе четно-четного ядра Yb^{174}). К аналогичному выводу пришли Громов и желепов [10]. Поэтому при обработке результатов измерений возмож- ая примесь Lu^{174} в расчет не принималась.

Lu^{173} имеет период полураспада ~200 дней, а не 500 дней, как указано в 9]. Наше значение, по-видимому, достоверно, так как та же оценка по- учена и в [10]. Спектр Lu^{173} (рис. 2) состоит из γ-линий энергии 77, 101, 77 и 274 keV. Эти значения хорошо согласуются с данными [10]: 78,7, 00,7, 179,5 и 272,5 keV. Относительные интенсивности γ-линий, по на- им измерениям, равны соответственно 1,95 : 1,0 : 0,81 : 3,62. Экспери- ент γ — γ-совпадений показал, что линии 77 и 101 keV по времени со- падают, линии же 177 и 274 keV между собой не совпадают, наконец, се линии совпадают с рентгеновским излучением.

Совокупность данных работы [10] и наших по энергиям, интенсивно- тям и совпадениям позволяет построить характерную для четно-нечет- ого ядра (Yb^{173}) схему уровней (рис. 3).

Первые два уровня представляют собой уровни хорошо известной р тационной полосы четно-нечетного ядра, в которой прямой переход (180 ke имеет мультипольность $E2$, а каскадные переходы (79 и 101 keV) преимущественно $M1$. Это подтверждается данными [10]. Взяв теорет ческие значения коэффициентов конверсии, приведенные в [10], можн получить сравнительные числа прямых и каскадных переходов с уров 180 keV и отсюда (см. хотя бы [11]) оценить примесь $E2$ в перехода 101 и 79 keV. Оказывается, что отношение $E2/M1$ составляет дл них $\sim 5\,\%$, что находится в хорошем согласии с оценкой, произведенно по отношению K/L [10].

Уровень 272 keV, по всей вероятности, одночастичный. Возможны его характеристики ($^7/_2^+$ или $^7/_2^-$ см. [10]) согласуются со схемой Нил сона [12]. Отсутствие переходов с него на ротационные уровни такж говорит в пользу предположения об одночастичном характере уров 272 keV. Более точно характеристику этого уровня можно выбрать сл дующим образом. Приняв для перехода 180 keV $\alpha_K = 0{,}21$ (теоретическ значение для $E2$) и воспользовавшись данными [10] об отношении и тенсивностей конверсионных K-линий переходов 272 и 180 keV (0,16 : 0,1 и нашими данными об относительных интенсивностях γ-линий (0,81 : 3,62 можно получить оценку α_K для перехода 272 keV. Она оказывается ра ной $\sim 0{,}05$, что скорее согласуется со значением α_K для перехода типа E (0,02), чем для $M1$ (0,18). Тогда для уровня 272 keV следует принять $^7/_2$

Взяв теоретические значения коэффициентов конверсии для приня тых мультипольностей переходов (пренебрегая примесью $E2$ в каска ных переходах), можно получить относительные числа переходов с ка дого уровня и отсюда оценить заселенность уровней. Полученные таки образом значения указаны на рис. 3. Отсутствие переходов на основно уровень доказывается сравнением интенсивностей рентгеновского изл чения, вычисленной по полному числу переходов (полученному указа ным выше образом) и определенной в опыте. Последняя оказывается мен ше вычисленной на 25 %; полученное согласие, учитывая нашу точнос определения относительных интенсивностей и занижение интенсивнос в рентгеновской области (ввиду аппаратурных ошибок, см. выше), мо но считать вполне удовлетворительным.

По поводу особенностей схемы распада Lu^{173}— отсутствия переход на основной уровень Yb^{173} и сравнительно небольшой заселенности о ночастичного уровня 272 keV — можно заметить, что первая объясн ется, по-видимому, дополнительными правилами отбора, указанным Алага [13], а вторая — энергетическими соображениями.

$A = 172, 171$. Активность с периодом полураспада 7—8 дней, обн руженная во фракции Lu, согласно [1] и [8], может быть приписана Lu^1 или Lu^{171}, либо их смеси. Пока что мы не в состоянии ни различить э изотопы, ни даже дать достоверные сведения о γ-спектре их смес Можно лишь указать, что наиболее заметными линиями в γ-спектр $Lu^{172} + Lu^{171}$ являются линии с энергией ~ 180, 730 и 1100 keV. Сущес вование этих линий подтверждается также [10].

$A = 170, 169$. Во фракции Lu была обнаружена также активность периодом полураспада 1,5—2 дня. По таблицам [9] она может принадлежа Lu^{170}. Однако, как указано Нервиком и Сиборгом [1] и подтвержде нами [8], такими же или очень близким периодом должен обладать и из топ Lu^{169}, существование и период полураспада которого твердо уст новлены нами с помощью неоднократного хроматографического выдел ния дочернего элемента — Yb^{169}. Данные по распаду Yb^{169} мы не пр водим, поскольку они хорошо совпадают с имеющимися в литературе св дениями.

Таким образом, $T_{1/2} \sim 2$ дней принадлежит Lu^{169} либо смеси Lu^{170} Lu^{169}. Изучение γ-спектра $Lu^{170} + Lu^{169}$, крайне сложного само по себе, дополнительно затруднено наличием во фракции изотопов Lu^1

и Lu^{171} (см. выше), а также интенсивными линиями дочернего элемента — Yb^{169}. Пока можно лишь указать, что γ-спектр $Lu^{172}+Lu^{171}$ лежит в основном в низкоэнергетической области ($E_\gamma < 300$ keV).

$A=168$. Во фракции Tu обнаружена долгоживущая активность с $T_{1/2}\sim$ ~ 100 дней, которую можно пытаться приписать Tu^{168}. Изучение γ-спектра показывает, однако, что наблюденные энергии γ-линий (~80, 100, 200, 350, 800 и 1100 keV) не укладываются в простую схему ротационной полосы, которая должна была бы быть свойственна четно-четному ядру Er^{168}. Недостаточная активность получавшихся источников не позволила провести крайне необходимые эксперименты по γ—γ-совпадениям и оценить относительные интенсивности γ-линий. Возможно, что мы имеем дело с

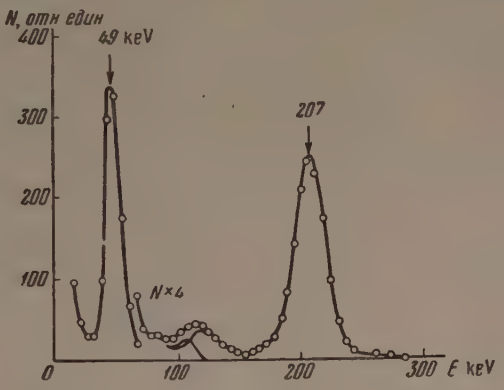


Рис. 4. γ-Спектр Tu^{167} (0-геометрия). В области ~ 120 keV показано разложение спектра на пик обратного рассеяния и пик совпадений линий 49 и 57 keV

примесью долгоживущего β^--активного Tu^{170} или с присутствием некоего изомера.

$A = 167$. Данное массовое число соответствует одному из нейтронодефицитных изотопов Tu. γ-Спектр Tu^{167}, имеющего период полураспада 9,6 дня, исследовался Нервиком и Сиборгом [1], которые указали следующие значения энергии γ-линий: 49 (рентгеновское излучение), 115, 202, 515 и 720 keV. В наших измерениях линий 515 и 720 keV не обнаружено, а если они и существуют, то их относительная интенсивность по крайней мере на порядок меньше, чем указано в [1]. γ-Спектр Tu^{167} в низкоэнергетической области изображен на рис. 4. Видно, что пик в районе ~115 keV обусловлен наложением пика обратного рассеяния от линии 207 keV и пика 105 keV, возникающего от совпадений рентгеновского излучения Er^{167} (49 keV) с линией 57 keV.

На существование линии 57 keV было указано Громовым и Джелеповым [14]. Непосредственно на сцинтилляционном γ-спектрометре эту линию заметить нельзя из-за недостаточного разрешения в этой области энергий, тем не менее, ее наличие можно считать надежно установленным. Во-первых, она проявляется в наличии фотопика совпадений этой линии с рентгеновским излучением. Реальность существования этого пика была проверена следующим образом: γ-спектр Tu^{167} был снят с фильтром из 0,12 мм Sn и 0,3 мм Cu, резко ослабляющим рентгеновское излучение и практически не влияющим на интенсивность линии 207 keV. При этом пик совпадений линий 57 и 49 keV должен исчезнуть, а пик обратного рассеяния от линии 207 keV сохраниться. Это и наблюдается в опыте. Во-вторых, существование линии 57 keV было подтверждено прямыми опытами по γ—γ-совпадениям. Чтобы не возвращаться в дальнейшем к опы-

там по совпадениям, отметим, что линия 207 keV не дает совпадений рентгеновским излучением.

Таким образом, γ-спектр Tu^{167} состоит из линий с энергией 49 (рентгеновское излучение), 57 и 207 keV. Непосредственная оценка их относительных интенсивностей затруднена (напомним, что в области ~ 70 keV мы вынуждены подходить с большой осторожностью к своим данным по интенсивностям линий). Воспользовавшись же данными по совпадениям

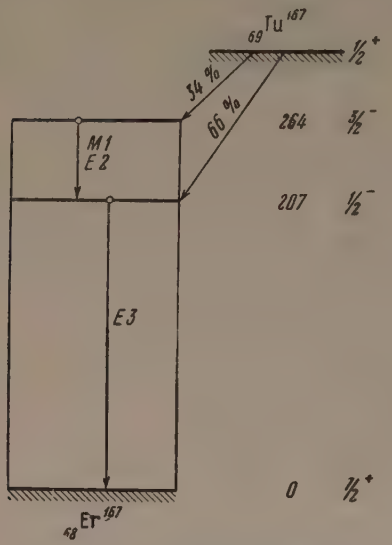


Рис. 5. Схема распада Tu^{167}

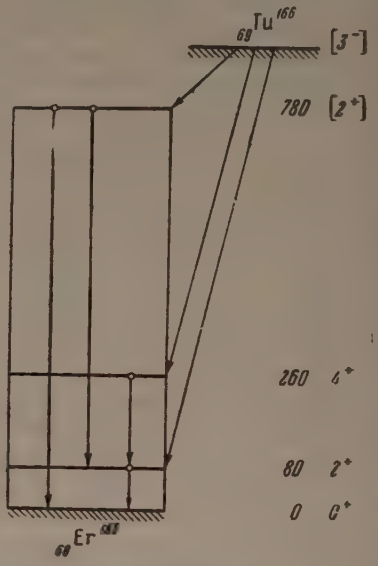


Рис. 6. Предположительная схема распада Tu^{166}

квантов 49 и 57 keV в 0-геометрии, мы можем преодолеть это затруднение. Действительно, по формулам (1) и (3) имеем:

$$S_{\gamma_{207}} = K_{207} N_{\gamma_{207}},$$

$$S_{\text{совп}} = \frac{K_{49} N_{49} K_{57} N_{\gamma_{57}}}{N'} = \omega_K K_{49} K_{57} N_{\gamma_{57}}$$

(так как $N_{49}/N' = \omega_K$, где N' — число распадов на уровень, с которого происходит переход 57 keV), откуда

$$\frac{N_{\gamma_{57}}}{N_{\gamma_{207}}} = \frac{K_{207}}{\omega_K K_{49} K_{57}} \frac{S_{\text{совп}}}{S_{\gamma_{207}}}.$$

Из наших измерений следует, что $N_{\gamma_{57}}/N_{\gamma_{207}} = 0{,}22$.

Схема распада Tu^{167}, предложенная [14] и уточненная с помощью наших данных, представлена на рис. 5. Указанные авторы на основании анализа спектров конверсионных электронов пришли к выводу, что уровень 264 keV может иметь характеристики $^1/_2{}^+$, $^3/_2{}^+$ или $^3/_2{}^-$. По теоретическим коэффициентам конверсии и интенсивности конверсионных линий было вычислено число γ-квантов энергии 57 keV, приходящееся на акт распада для разных характеристик уровня 264 keV.

Для $^1/_2{}^+$ это число составляет 0,75, для $^3/_2{}^+$ 0,66, а для $^3/_2{}^-$ 0,07 кванта на распад.

Воспользовавшись тем, что число переходов с уровня 207 keV представляет полное число актов распада и зная коэффициенты конверсии для этого перехода (см. [14]), можно вычислить число γ-квантов энергии 57 keV на один акт распада.

По нашим данным,

$$\frac{N_{\gamma_{57}}}{N} = \frac{N_{\gamma_{57}}}{N_{\gamma_{207}}} \frac{1}{1+\alpha_{207}}$$

(где α_{207} — полный коэффициент конверсии перехода 207 keV, а N — полное число актов распада) равно $0{,}09 \pm 0{,}02$. Оценка погрешности результата указана в соответствии с максимальным и минимальным числами совпадений, которые следуют из разложения γ-спектра. Значение отношения $N_{\gamma_{57}}/N$ позволяет однозначно выбрать характеристику уровня 264 keV ($^3/_2^-$) и определить заселенности уровней, указанные на рис. 5.

$A = 166$. Были наблюдены два изотопа с этим массовым числом: Yb^{166} ($T_{1/2} \sim 60$ час) и его дочернее ядро Tu^{166} ($T_{1/2} = 8$ час). Нервик и Сиборг [1] изучали γ-спектр смеси $Yb^{166} + Tu^{166}$ и указали следующие энергии γ-линий: 80, 112, 140, 180, 670, 800 и 1320 keV.

Из фракции Yb нами был хроматографически выделен Tu^{166}. Его γ-спектр оказался состоящим из линий энергии 80, 180, 690 и 780 keV, а также сомнительной линии $\sim$ 470 keV. Изучение γ-спектра Tu^{166} проводилось в начальной стадии исследования с кристаллом меньших, чем в других случаях, размеров. Поэтому пока что мы не можем указать относительные интенсивности γ-линий. Возможно, что меньшая эффективность кристалла послужила причиной, по которой мы не заметили высокоэнергетической линии $\sim$ 1300 keV. Ввиду короткого периода полураспада Tu^{166} опытов по γ—γ-совпадениям провести не удалось.

Тем не менее можно попытаться дополнить схему распада Tu^{166}, предложенную в [14], уровнем 780 keV (рис. 6). Уровень 780 keV, по всей вероятности, γ-вибрационный, его спин и четность указаны на основании обзорного доклада Л. А. Слива, прочитанного на VII Совещании по ядерной спектроскопии. Спин и четность основного уровня Tu^{166} выбраны согласно Пекеру [15].

Спектр Yb^{166} состоит из линий 110 и 140 keV, наблюдение его было затруднено интенсивными линиями Yb^{169}, присутствующими в этой области.

$A = 165$. Наблюдены изотоп Tu^{165} ($T_{1/2} = 1$ день) и дочернее ядро Er^{165} ($T_{1/2} = 10$ час). По нашим измерениям, γ-спектр Tu^{165} достоверно содержит линии следующей энергии 240, 300, 457, 830 и 1160 keV. Согласно [14], в γ-спектре Tu^{165} присутствуют линии с энергиями 54, 80, 218, 243, 298 и 459 keV. Линия 54 keV не могла быть разрешена нами; линия 80 keV заметна слабо, но, учитывая данные [14], можно быть уверенным в ее существовании; линия 218 keV нами не могла быть замечена, так как она не разрешается от интенсивной линии 207 keV Tu^{167}. Наличие во фракции Tu смеси изотопов затруднило оценку относительных интенсивностей γ-линий Tu^{165} и проведение опытов по γ—γ-совпадениям.

Спектр Er^{165} в интервале до 1 MeV не содержит γ-линий (за исключением, разумеется, рентгеновского излучения).

Мы выражаем глубокую благодарность В. П. Джелепову и всему обслуживающему персоналу синхроциклотрона ОИЯИ за содействие в работе, а также В. Н. Мехедову и В. А. Халкину, способствовавшим проведению длительных облучений.

Мы весьма благодарны К. Я. Громову и Б. С. Джелепову за сообщение результатов до опубликования, по ходу работы, и за ценную дискуссию.

Мы очень признательны Л. К. Пекеру за интерес к работе и участие в обсуждении результатов.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Nevrik W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., **97**, 1092 (1955).
2. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Добронравова А. Н., Тетерин Е. Д., ЖНХ, **1**, 2294 (1956).
3. Maeder D., Müller R., Wintersteiger V., Helv. Phys. Acta, **27**, 1 (1954).
4. Garlick G. F. J., Wright G. T., Proc. Phys. Soc., **B65**, 415 (1952).
5. Liden K., Starfelt N., Ark. Fys., **7**, 427 (1954).
6. Johansson K. E., Ark. Fys., **10**, 247 (1956).
7. Lu D. C., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **94**, 501 (1954).
8. Городинский Г. М., Мурин, А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Титов Н. Е., ДАН СССР, **112**, *3*, 405 (1957).
9. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— ИЛ, 1956.
10. Бобров Ю. Г., Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 940.
11. Heidenburg N. P., Temmer G. M., Phys. Pev., **104**, 981 (1956).
12. Моттельсон Б., Нильсон С., Пробл. совр. физики, **1**, 186 (1956).
13. Alaga G., Phys. Rev., **100**, 432 (1955).
14. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 918.
15. Пекер Л. К., см. настоящий номер журнала, стр. 1029.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. К. ПЕКЕР, Л. В. ГУСТОВА и О. В. ЧУБИНСКИЙ

РОТАЦИОННЫЕ УРОВНИ Mg^{24}

Представляется интересным проверить вывод обобщенной модели о том, что условия, приводящие к эллипсоидальной равновесной форме ядра, осуществляются не только в области тяжелых ядер ($150 \leqslant A \leqslant 190$ и $A \geqslant 222$), но и в области легких ядер, в частности, вблизи $A = 24$ [1, 2]. В некоторых легких ядрах можно ожидать появления ротационных уровней.

В недавно опубликованных работах [1, 3—5] делается попытка интерпретировать некоторые нижние уровни Mg^{24}, Mg^{25}, Al^{25} и Al^{28} как ротационные.

Цель настоящей работы — выяснить характер более высоких возбужденных уровней ядра Mg^{24} ($E > 4{,}12$ MeV).

Рассмотрим экспериментальные данные о состояниях ядра Mg^{24} до энергии возбуждения 9 MeV (рис. 1 и таблица). Сведения о возбужденных состояниях Mg^{24} получены в результате исследования β-распада двух изобарных ядер ($_{11}Na^{24}_{13}$ (β^-) и $_{13}Al^{24}_{11}$ (β^+)) и различных ядерных реакций.

Особый интерес представляет уровень ~ 8,4 MeV. Из данных об угловом распределении нейтронов [14] в реакции (d, n) на Na^{23} следует, что значения спина и четности этого уровня составляют 1^+ или 2^+. В то же время данные о β^+-распаде Al^{24} приводят к значениям спина и четности этого уровня 3^+, 4^+ или 5^+ [6, 12, 13]. Поэтому можно предположить, что в действительности в районе ~ 8,4 MeV расположены два различных уровня: один типа 1^+ или 2^+, другой типа 3^+, 4^+ или 5^+.

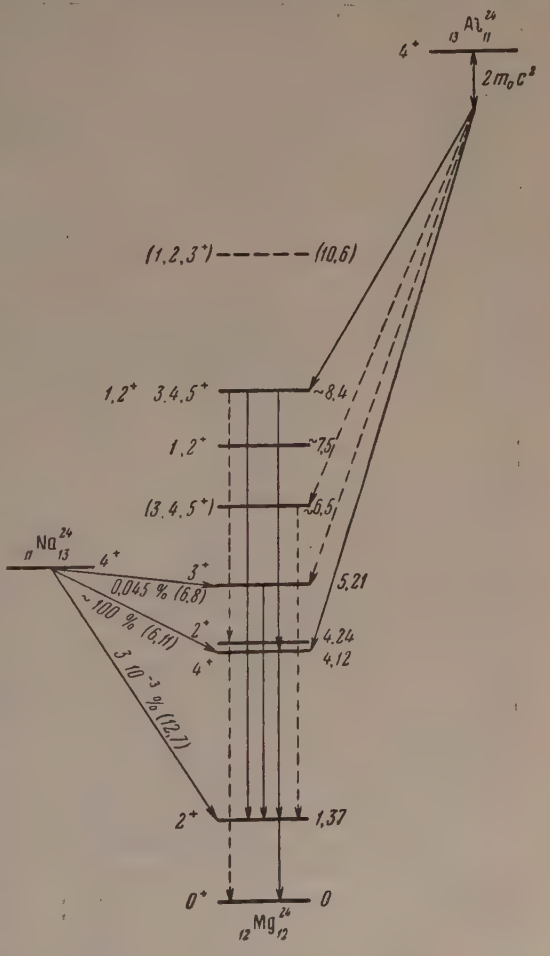


Рис. 1. Схема уровней Mg^{24}. Справа указана энергия, слева — спин и четность

Бор и Моттельсон [1] полагают, что уровни 0 MeV (0^+), 1,37 MeV (2^+) и 4,12 MeV (4^+) составляют ротационную полосу, относящуюся к основ-

Уровни Mg^{24} *

Экспериментальные данные				Теоретические данные					
E, MeV	Метод исследования	I, π	Метод исследования	E, MeV	I, π		E, MeV	I, π	
0	[6]	0^+	[6]	0	0^+	Первая ротационная полоса (формула (1))			
1,37	[6]	2^+	[6]	1,37	2^+				
4,12	[6]	4^+	[6]	4,60	4^+				
4,24±0,02	Ядерные реакции [7, 8, 9, 10]	2^+	γ—γ-корреляция [8, 11]	4,24	2^+	Вторая ротационная полоса (формула (2))			
	β^+ [6, 12, 13]	$1,2^+$	(d, n) [14]						
5,21±0,04	β^- [15] β^+ [6, 12, 13] Ядерные реакции [7, 8, 11, 16]	3^+	γ—γ-корреляция [8, 11] β^- [15]	5,21	3^+				
~6,5	β^+ [6] Ядерные реакции [7, 16, 17]	($3, 4, 5^+$)	β^+ [6, 12, 13]	6,5	4^+				
~7,5	Ядерные реакции [7, 18, 19]	$1, 2^+$	(d, n) [14]	—	—		7,5	1^+	Третья ротационная полоса (формула (2))
~8,4	Ядерные реакции [7, 18, 19] β^+ [6, 12, 13]	$3, 4, 5^+$	β^+ [6, 12, 13]	8,1	5^+				
		$1, 2^+$	(d, n) [14]				8,4	2^+	
(10,6)	(p, γ) [7]	($1, 2, 3^+$)	(p, γ) [7]				10—10,5	3^+	

* $E_{вр} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)$, $I = 0, 2, 4, \ldots$ (1)

$E_{вр} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - I_0(I_0+1)]$, $I = I_0, I_0+1, I_0+2, \ldots$ (2),

где I—спин уровня, I_0—спин основного состояния ротационной полосы, J — момент инерции.

ному состоянию Mg^{24}, для которой $K = 0^+$ (K — проекция полного момента количества движения ядра на ось симметрии). Об этом свидетельствует последовательность спинов 0^+, 2^+, 4^+ и отношение энергий $E_{4^+}/E_{2^+} \approx 3$.

Допустим, что и более высокие уровни также могут быть ротационными. Если предположить, что уровни 4,24 MeV (2^+) и 5,21 MeV (3^+) являются первыми уровнями ротационной полосы с $I_0 = K = 2^+$, то, как

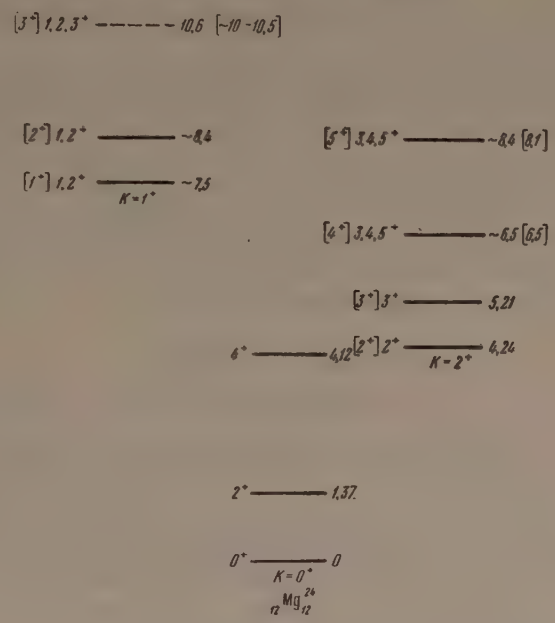


Рис. 2. Схема уровней Mg^{24}. Справа указана энергия, слева — спин и четность. В квадратных скобках даются теоретические значения энергии, спина и четности уровней. Уровни, принадлежащие различным ротационным полосам, смещены относительно друг друга

видно из таблицы, к этой ротационной полосе можно отнести уровни ~6,5 и 8,4 MeV, принимая их спины 4^+ и 5^+ соответственно. Это согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Уровни ~7,5 ($1,2^+$) и ~8,4 MeV ($1,2^+$) можно интерпретировать как первые два уровня третьей ротационной полосы с $K = 1^+$. В этом случае уровень ~7,5 MeV должен быть типа 1^+, а уровень ~8,4 MeV — 2^+. Энергия третьего возбужденного уровня (3^+) согласно формуле (2) должна быть порядка 10—10,5 MeV. Возможно, что именно этот уровень наблюдался Тарнером в реакции (p, γ) (энергия уровня 10,6 MeV) [7].

На рис. 2 показана схема уровней ядра Mg^{24}. Уровни, относящиеся к разным ротационным полосам, смещены относительно друг друга. Надо отметить, что в указанные ротационные полосы укладываются, по-видимому, все известные возбужденные уровни Mg^{24} до энергии 9 MeV *.

Если высокие возбужденные состояния ядра Mg^{24} до 9 MeV являются ротационными, то можно объяснить некоторые особенности в схеме уровней Mg^{24} и β-распада Na^{24}.

1. Известно, что β-переходы на ротационные уровни являются затрудненными [1, 20]. В этом случае находит себе объяснение малая вероят-

* Уровень с энергией 5,5—5,9 MeV, указанный в работах [16, 19], пока нельзя с полной достоверностью отнести к Mg^{24}, поскольку опыты по неупругому рассеянию протонов проводились на естественной смеси изотопов Mg.

ность разрешенных β^--переходов Na^{24} на уровни 5,21 MeV ($\lg ft = 6{,}8$) и 4,24 MeV ($\lg ft = 6{,}11$) Mg^{24} *.

2. Положительные значения четности уровней 5,21 MeV (3^+) и ~7,5 MeV (1^+) не противоречат правилу Глаубмана [21], согласно которому уровни с нечетным значением спина должны иметь отрицательную четность, ибо это правило относится только к сферическим ядрам.

3. Как видно из таблицы, наблюдаемое значение энергии уровня 4,12 MeV меньше вычисленного (4,60 MeV). Это можно объяснить влиянием других ротационных полос с $K \neq 0$.

Интересно отметить, что момент инерции второй ротационной полосы несколько больше момента инерции первой. Такое увеличение момента инерции может указывать на одночастичный характер возбуждения уровня 4,24 MeV. Если основное состояние второй ротационной полосы (уровень 4,24 MeV) является одночастичным, то с помощью схемы Нильсона можно объяснить значение $K = 2^+$ для этой полосы.

Интерпретация высоких возбужденных уровней Mg^{24} как ротационных согласуется с выводом обобщенной модели о том, что ядро Mg^{24} имеет аксиально-симметричную равновесную форму.

Цитированная литература

1. Bohr A., Mottelson B., Kong. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., **30**, 1 (1955).
2. Nilson S. G., Kong. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., **29**, 16 (1955).
3. Litherland A. E., Paul E. B., Batholomew G. A., Gove H. E., Phys. Rev., **102**, 208 (1956).
4. Litherland A. E., Paul E. B., Batholomew G. A., Gove H. E., Bull. Amer. Phys. Soc., **1**, 29 (1956); Gove H. E., Litherland A. E., Paul E. B., Batholomew G. A., Bull. Amer. Phys. Soc., **1**, 29 (1956).
5. Sheline R. K., Nucl. Phys., **2**, 382 (1956).
6. Endt P. M., Kluyver J. C., Rev. Mod. Phys., **26**, 95 (1954).
7. Turner O. H., Austr. J. Phys. 6, *4*, 380 (1953).
8. Newton J. O., Phys. Rev., 96, 241 (1954).
9. Carlson R. R., Geer E. H., Nelson E. B., Phys. Rev., 94, 1311 (1954).
10. Hausman H. J., Allen A. J., Arthur J. S., Bender R. S., McDole C. J., Phys. Rev., 88, 1296 (1952).
11. Grant P. J., Rutherglen J. C., Flack F. C., Hatchinson G. W., Pros. Phys. Soc., **68A**, 369 (1955).
12. Breckon S.W., Henrikson A., Martin W. M., Foster J. S., Canad. J. Phys., **32**, 223 (1954).
13. Glass N. W., Richardson J. R., Phys. Rev., 98, 1251 (1955).
14. Culvert J. M., Jaffe A. A., Litherland A. E., Maslin E. E., Pros. Phys. Soc., **68A**, 1008 (1955).
15. Чубинский О. В., Густова Л. В., Джелепов Б. С., Ермолов П. Ф., Доклад на VI Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1956.
16. Fisher G. E., Phys. Rev., 96, 704 (1954).
17. Baker C. J., Dodd J. N., Simmons D. H., Phys. Rev., 85, 1051 (1952).
18. Mandeville C. E., Phys. Rev., **76**, 436 (1949).
19. Fulbright H. W., Bush R. R., Phys. Rev., **74**, 1323 (1948).
20. Пекер Л. К., Диссертация, ФТИ АН СССР, 1956.
21. Glaubman M. J., Phys. Rev., **90**, 1000 (1953).

---

* Непонятна, однако, слишком большая вероятность β^+-распада Al^{24} на уровень ~8,4 MeV Mg^{24}.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

И. А. СЕРДЮКОВА, А. Г. ХАБАХПАШЕВ и Э. М. ЦЕНТЕР

ИССЛЕДОВАНИЕ (α,n)-РЕАКЦИИ НА КИСЛОРОДЕ

Природный кислород состоит из трех изотопов: O^{16}, O^{17} и O^{18}, и их распространенность соответственно равна 99, 759, 0,037 и 0,204%. Реакции (α, n) на этих изотопах имеют следующий энергетический эффект:

на O^{16} — 12,1 MeV;

на O^{17} + 0,52 MeV;

на O^{18} — 0,7 MeV.

Таким образом, для всех известных α-излучателей (α, n)-реакция может идти только на изотопах O^{17} и O^{18}.

Выход нейтронов при облучении α-частицами природного кислорода показывает, что по крайней мере один из этих изотопов обладает большим поперечным сечением относительно (α, n)-реакции. Из опубликованных литературных данных о реакции O^{18} (α, n) Ne^{21} [1, 2] однозначно не следует, что большим поперечным сечением обладает именно этот изотоп.

Представляло интерес выяснить, какой изотоп ответственен за большой выход нейтронов, и определить для него поперечное сечение, а также исследовать γ-излучение, сопровождающее эту реакцию.

Для определения зависимости выхода нейтронов от концентрации O^{18} были приготовлены четыре однотипных источника, представляющих собой раствор полония в двухнормальной азотной кислоте с различным содержанием тяжелых изотопов кислорода (см. таблицу).

Источники	Концентрация, %		Количество Po на 1 января 1957 г., mCu	Выход нейтронов, сек
	O^{18}	O^{17}		
1	1,35	—	29	325
2	6,4	0,7	22	1060
3	19,8	1,3	180	29 000
4	0,204	0,037	126	280

Относительный выход источников измерялся в парафиновом блоке на пропорциональном счетчике, наполненном газом BF_3. Абсолютный выход источника 3 был определен на длинном счетчике сравнением с Pu—Веэталоном.

На рис. 1 представлена зависимость выхода нейтронов от концентрации изотопа O^{18}. Выход нейтронов оказался пропорциональным концентрации O^{18}, и это позволяет сделать вывод, что (α, n)-реакция идет главным образом на изотопе O^{18}. По ошибкам измерения, а также по данным о концентрации O^{17} можно было определить, что верхний предел сечения (α, n)-реакции на O^{17} составляет $\sim$10% от сечения на O^{18}.

Используя результаты измерения выхода нейтронов и величину концентрации O^{18} в источнике 3, а также значения относительных тормозных способностей H, N и O, можно вычислить выход нейтронов на толстой мишени из чистого изотопа O^{18}. Расчет дает величину 31 нейтрон на 10^6 α-частиц полония.

Сравнивая этот результат с выходом других элементов [3], можно отметить, что сечение (α, n)-реакции на O^{18} уступает по своей величине только сечению на бериллии (50—80 нейтронов на 10^6 α-частиц).

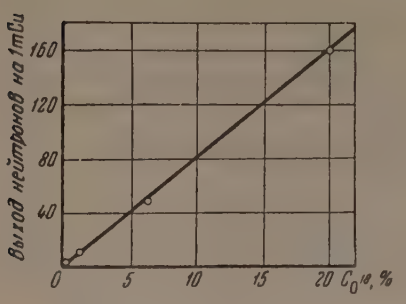


Рис. 1

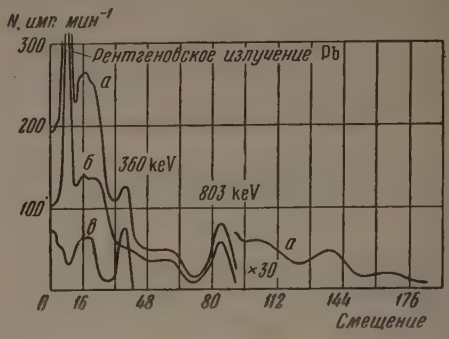


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость выхода нейтронов от концентрации изотопа O^{18} в источнике.
Рис. 2. Спектры γ-излучения источников 3 (концентрация O^{18} — 19,8%) и 4 (концентрация O^{18} — 0,204%): *а* — источник 3, *б* — источник 4, *в* — разность

Спектр γ-излучения, сопровождающего O^{18} $(\alpha, n)Ne^{21}$-реакцию, исследовался на автоматическом сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaJ. Так как для источника 3 полоний дает почти 3 γ-кванта на один испущенный нейтрон, то для обнаружения γ-излучения, сопровождающего реакцию, сравнивались спектры источников 3 и 4. Выходом нейтронов из источника 4 можно пренебречь, и после внесения поправки на количество полония в источнике и вычитания одного спектра из другого можно получить спектр γ-излучения, сопровождающего реакцию O^{18} (α, n) Ne^{21}. Все три спектра представлены на рис. 2. На графике отчетливо видна γ-линия 360 keV, которая соответствует первому возбужденному уровню Ne^{21} [4]. Оценка интенсивности этой линии дает величину $0{,}3 \pm 0{,}1$ γ-квантов на один нейтрон.

Спектр источника 3 имеет, кроме того, довольно длинный «хвост», который может быть вызван как γ-излучением энергии больше 800 keV, так и захватом нейтронов йодом. Схема возбужденных уровней ядра Ne^{21} показывает, что могут иметь место γ-переходы 1,73 и 2,84 MeV, а также каскадные переходы. Оценка верхнего предела интенсивности этих переходов, сделанная по «хвосту» спектра источника 3, дает величину 0,14 γ-квантов на один нейтрон, из которых на переход с уровня 2,84 приходится не более 0,03.

γ-Излучение, сопровождающее (α, n)-реакцию, было также исследовано в совпадении с нейтронами. На рис. 3 дана блок-схема установки, примененной для этой цели. Для регистрации нейтронов использовался кристалл стильбена. Импульс от нейтронов задерживался на $7 \cdot 10^{-8}$ сек и подавался на схему совпадений с разрешающим временем $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Линия задержки нужна была для компенсации запаздывания импульса от кристалла NaJ. Время задержки подбиралось экспериментально. Для контроля работы счетчиков регистрировались импульсы во всех трех каналах. Источник 3 давал 50 совпадений в минуту. Число случайных совпадений было 2 в минуту.

γ-Спектр, снятый на этой установке, показан на рис. 4 (*а*). На этом же рисунке приведен спектр Cs^{137} (660 keV), снятый для калибровки анализатора. Здесь также отчетливо видна линия 360 keV. Для того чтобы показать, что этот пик связан с нейтронами, а рассеянное γ-излучение не играет существенной роли, кристалл стильбена экранировался свинцом толщиной 15 мм. Спектр, снятый с таким экраном, показан на том же рисунке (кривая *б*). Затем анализатор настраивался на регистрацию γ-из-

лучения 1,73 и 1,38 MeV, однако эти линии обнаружены не были. Оценка верхних пределов интенсивности этих линий по результатам измерений на этой установке дает соответственно значения 0,04 и 0,03 γ-кванта на один нейтрон.

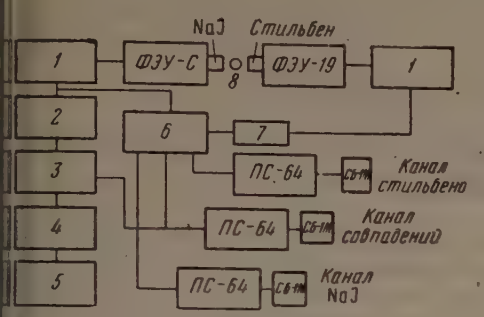


Рис. 3

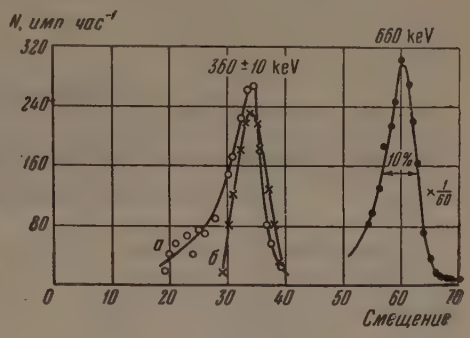


Рис. 4

Рис. 3. Блок-схема установки для снятия спектра γ-излучения, совпадающего с нейтронами: *1* — катодный повторитель, *2* — усилитель, *3* — схема пропускания, *4* — экспондер, *5* — пятиканальный анализатор, *6* — схема совпадения, *7* — линия задержки, *8* — источник

Рис. 4. *а* — спектр γ-излучения, совпадающего с нейтронами (источник 3); *б* — спектр, снятый со свинцовым экраном между источником и кристаллом стильбена. Линия 660 keV принадлежит Cs^{137}, который использовался для калибровки

Таким образом, установлено, что выход нейтронов из кислородных мишеней связан с изотопом O^{18}. Сечение реакции O^{18} $(\alpha, n)Ne^{21}$ значительно превосходит сечения на всех других элементах, исключая бериллий. Толстая мишень из O^{18} дает выход в 31 нейтрон на 10^6 α-частиц.

Распад составного ядра Ne^{22} идет на основной (70%) и первый возбужденный (30%) уровни Ne^{21}. Вероятность перехода на второй и третий возбужденные уровни меньше 10%. Энергия первого возбужденного уровня равна 360 ± 10 keV.

Авторы выражают благодарность О. Самадашвили и И. Карпенко за проведение анализа на содержание O^{17}.

Московский инженерно-физический институт

Цитированная литература

1. Hornyak W. F., Lauritsen T., Morrison P., Fowler W. A., Rev. Mod. Phys., 22, 291 (1950).
2. Bonner T. W., Kraus A. A., Marion J. B., Schiffer J. P., Phys. Rev., **102**, 1348 (1956).
3. «Экспериментальные методы ядерной физики». Под редакцией Э. Сегре, том II, стр. 311.—ИЛ, М., 1955.
4. Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

М. Я. КУЗНЕЦОВА и В. Н. МЕХЕДОВ

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ЯДЕР, ИСПЫТЫВАЮЩИХ *K*-ЗАХВАТ

В настоящем сообщении подробно излагается разработанная для радиохимических исследований [1, 2] методика регистрации изотопов, претерпевающих *K*-захват. Как известно, подавляющую часть продуктов взаимодействия ядра с частицами с энергией в несколько сот MeV составляют изотопы с недостатком нейтронов. У средних и тяжелых элементов такие изотопы распадаются в большинстве случаев путем *K*-захвата. Поэтому для успешного проведения исследований расщеплений указанных ядер быстрыми частицами необходимо располагать методом абсолютного счета числа актов *K*-захвата. Специфические особенности образования изотопов при высоких энергиях, а также самого процесса *K*-захвата предъявляют особые требования к методике: а) методика должна обеспечивать надежную регистрацию слабопроникающего и слабоионизирующего излучения (10—100 keV), б) эффективность регистрации излучения должна быть достаточно высокой (десятки процентов) и по возможности одинаковой для различных исходных элементов, в) помимо *X*-лучей или электронов Оже аппаратура должна регистрировать конкурирующее позитронное и электронное излучение, а также сопутствующую γ-радиацию (выделяемая энергия 0,1—3 MeV), г) должна иметься возможность проверить связь регистрируемого излучения и актов *K*-захвата в соответствующих элементах.

Из двух видов излучения испускаемого при *K*-захвате — электронов Оже и *X*-лучей мы выбрали *X*-лучи, а в качестве регистратора — счетчики Гейгера. Регистрирующее устройство состоит из электромагнита и двух торцовых счетчиков. Назовем его для краткости магнитным анализатором. Ниже излагается наиболее усовершенствованный вариант устройства, схема которого приведена на рис. 1.

Электромагнит с полюсными наконечниками размером 60 × 60 мм и расстоянием между полюсами 25 мм мог создавать магнитное поле напряженностью ~ 2000 Oe. Большой торцовый счетчик служит для измерения общего излучения, а также электромагнитного излучения при включенном магнитном поле. Этот счетчик наполнен смесью криптона при давлении 330 мм рт. ст. и эфира — 20 мм рт. ст. Он имеет плато протяжением более 200 V почти без наклона. Рабочее напряжение составляет 1800 V.

Количество рентгеновских лучей в суммарном электромагнитном излучении находится с помощью свинцового фильтра толщиной 0,2 мм, помещаемого между полюсами магнита. Такая толщина свинца практически вполне достаточна для полного поглощения *X*-лучей исследуемых нами элементов. Соотношение между позитронами и электронами определяется раздельными измерениями на малом счетчике при разной силе и полярности тока в электромагните. Малый счетчик наполнен смесью аргона и спирта (10%) при давлении 100 мм рт. ст. Закон уменьшения активности, соответствующей каждой компоненте излучения, прослеживался независимо.

Величины активностей корпускулярного излучения исправлялись на поглощение в воздухе, слюде и нерабочей части счетчика. Поглощение

в образце, как правило, не учитывалось ввиду небольших толщин образцов (10—20 мг см$^{-2}$).

Определение числа случаев K-захвата по зарегистрированному количеству рентгеновских квантов требовало введения ряда поправок.

1. Поправка на самопоглощение X-лучей в образце. Величина μ для нее подсчитывается, исходя из состава мишени и табличных значений [3, 4] атомных коэффициентов поглощения.

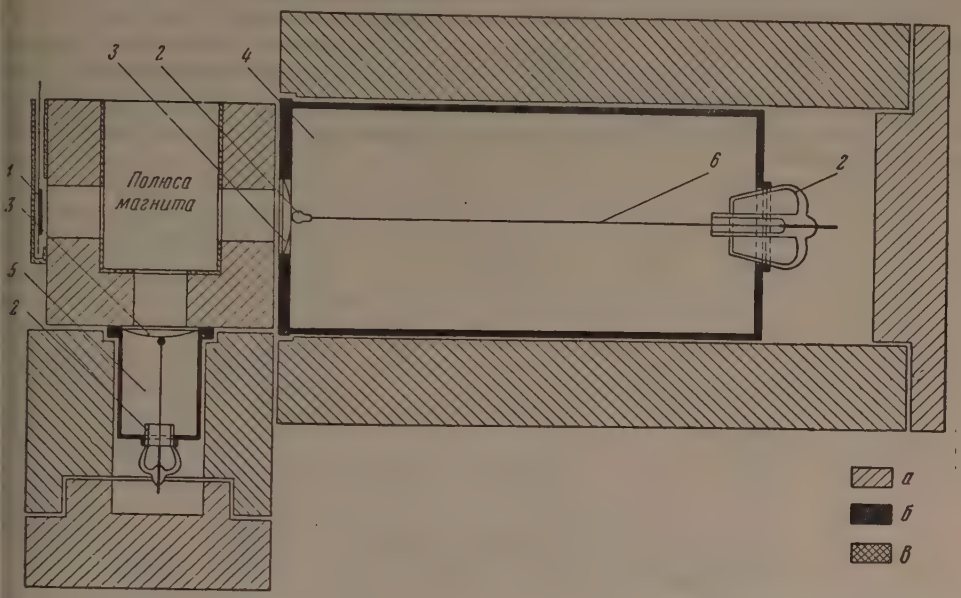


Рис. 1. Схема магнитного анализатора (M 1:1): *1* — мишень, *2* — стекло, *3* — слюда 3,5 мг см$^{-2}$, *4*—криптоновый счетчик, *5* — малый счетчик, *6* — молибден ϕ 0,05; *а*— свинец, *б* — красная медь, *в* — плексиглас

2. Поправка, учитывающая поглощение X-лучей в воздухе и окошке счетчика. Для элементов, близких к серебру и тяжелей его, последняя поправка была мала и большей частью не вводилась. Учет ее требовался у легких элементов.

3. Поправка на поглощение в неэффективном объеме счетчика. За неэффективный объем принимался слой газа толщиной 8—12 мм, расположенный между окном счетчика и рабочей частью нити.

4. Поправка, учитывающая эффективность регистрации X-лучей. Эффективность криптонового счетчика рассчитана по поглощению в рабочем объеме рентгеновских лучей волн разных длин, а коэффициенты поглощения в криптоне брались из работы [3]. Следует отметить, что коллимирующие свинцовые диафрагмы не позволяют X-лучам попадать на стенки цилиндра счетчика. Это упрощает расчет эффективности, поскольку можно считать, что все кванты рентгеновских лучей проходят в газе одинаковый путь и поглощаются только криптоном. Величина коэффициента поглощения вблизи скачка найдена экстраполяцией кривой зависимости μ от Z. Минимальное значение μ принято для характеристического излучения Sr ($\lambda = 0{,}88$ Å). Вычисленная кривая эффективности регистрации X-лучей приведена на рис. 2. Там же дана кривая изменения поправки на поглощение в неэффективном объеме для разных Z.

5. Поправка на флуоресцентный выход. Эта поправка учитывает долю рентгеновских лучей, не вышедших из атома из-за эффекта Оже [5].

Неточность в определении всех отмеченных поправок составляет около 20 % для легких элементов и достигает 30 % у элементов с $Z > 40$. Отсут-

ствие изотопов с сильно конвертируемым γ-излучением в нашем случае не требовало учета поправки на примесь рентгеновских лучей из-за конверсии γ-квантов.

Применяемый способ разделения электромагнитного излучения таит в себе возможность ошибки за счет отнесения к рентгеновским лучам мягкого γ-излучения. Чтобы исключить такую ошибку, практиковалось обязательное измерение кривой поглощения электромагнитного излучения в алюминии. Разложение кривой поглощения позволяло выявить и исключить примесь мягкого γ-излучения и определить энергию рентгеновских лучей по величине коэффициента поглощения. Найденные длины волн совпадали с требуемой длиной волны характеристического излучения в пределах точности опыта. Однако указанный способ идентификации не позволяет отличать X-лучи от мягких γ-квантов при малых различиях в длинах волн.

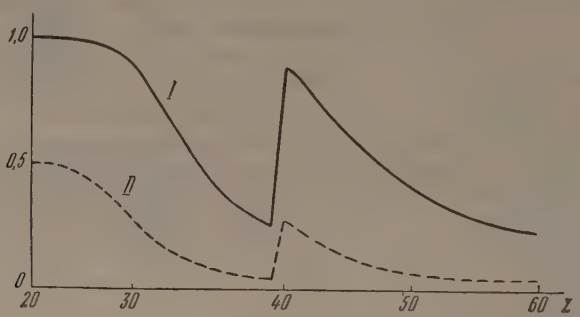


Рис. 2. Кривые изменения эффективности регистрации (*I*) и поправки на поглощение в неэффективном объеме (*II*) для разных Z

При небольших интенсивностях излучений применялся способ идентификации X-лучей по скачку коэффициента поглощения. С этой целью производились измерения поглощения электромагнитного излучения в фильтрах ряда соседних элементов. Металлы брали в виде фольг, остальные элементы в виде тонко измельченных порошков, смешанных с окисью бериллия. Порошки насыпали в плексигласовые коробочки. Отдельными измерениями учитывался эффект поглощения, вызванный коробочкой с окисью бериллия. Вычисляли массовый коэффициент ослабления μ для каждого элемента и строили график изменения μ от Z. Принадлежность рентгеновых лучей соответствующему элементу устанавливается по совпадению экспериментальной кривой изменения массового коэффициента поглощения с кривой, построенной по табличным данным. Например, в случае K-захвата в йоде характерно резкое возрастание μ при переходе от индиевого к кадмиевому фильтру [3, 4] (рис. 3).

Телесный угол магнитного анализатора составляет 0,01. При невозможности получения активностей, достаточных для анализатора,— мишени промерялись на малом криптоновом счетчике. Этот счетчик со слюдяным окном наполнен смесью криптона и эфира до 400 мм рт. ст. Он эталонировался при помощи чистых излучателей (Pb^{103}, J^{125}), предварительно промеренных на магнитном анализаторе. Количественные данные получались при измерении изотопов, распадающихся только путем K-захвата. В противном случае найденные значения были завышенными.

Применение изложенной методики позволило уточнить долю K-захвата у ряда изотопов, выявить случаи, где он не был замечен. Все найденные значения даны в таблице. Часть из них была опубликована ранее [1, 2]. Там же указаны ожидаемые теоретические значения и литературные данные.

Теоретические значения для части изотопов были взяты из статьи Дженова и Кудрявцевой [6]. Для других ядер они были вычислены по формулам, приведенным в той же работе (в случае сложных β-спектров использовались средневзвешенные значения энергии). В графах 3 и 4 таблицы помещены измеренные и ожидаемые по данным работы [3] величины длин волн *X*-лучей.

Согласие с литературными данными показывает правильность расчета кривой эффективности регистрации *X*-лучей, а также введения всех перечисленных поправок.

Как видно из таблицы, доли *K*-захвата совпадают в пределах погрешности опыта с теоретическими величинами за исключением изотопов J^{121}, J^{124}, Sr^{83} и Ga^{66}. Превышение экспериментальной величины над вычисленной для последних трех изотопов неудивительно и, возможно, объясняется соображениями, изложенными в работе [6]. Большая расчетная доля *K*-захвата J^{121} указывает, по-видимому, на неприменимость формул в этом случае.

Кроме того, с помощью описанной аппаратуры было обнаружено среди продуктов расщепления разных ядер около 20 радиоактивных изотопов, распадающихся только захватом орбитального электрона. Некоторые из них ранее вообще не наблюдались, для других не были установлены выходы.

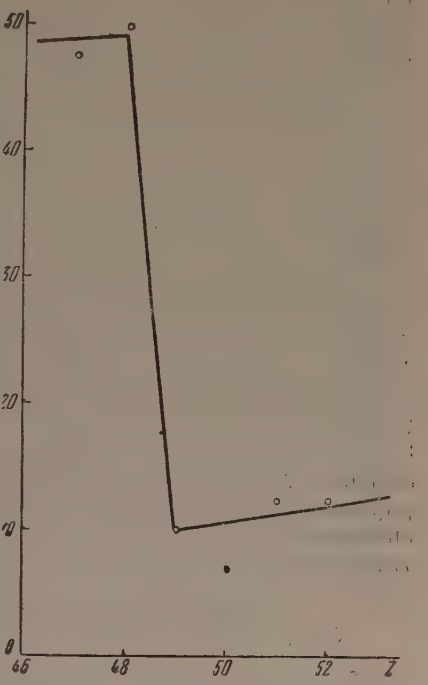


Рис. 3. Изменение массового коэффициента поглощения *X*-лучей J^{125} в различных элементах

Изотоп	Период полураспада	Длина волны λ, Å		Доля *K*-захвата, %			Цитированная литература
		измеренная	табличная	измеренная	теоретическая	по литературным данным	
J^{120}	30 мин	0,46	0,455	5—10	10	—	
J^{121}	1,6 час	0,46	0,455	58	82	—	
J^{124}	4,5 дня	0,46	0,455	58	46	~70	[7]
J^{126}	13 дней	—	—	50	—	~58	[7]
$Ag^{103}+Ag^{104}$	1,2 час	0,57					
		0,58	0,59	70	—	—	
Ag^{103}	70 мин	0,58	0,59	70	~57	—	
Pd^{101}	9 час	0,53	0,61	97	~90	90	[7]
Ru^{95}	1,65 час	0,65	0,67	75	72	—	
Mo^{90}	6,3 час	—	—	⩾75	—	—	
Nb^{90}	15—16 час						
	16,0 час	0,8	0,79	~50	55	—	
Zr^{89}	79 час	0,8	0,83	~60	58	~75	[7]
Sr^{83}	1,5 дня	0,96	0,93	80	~50	—	
$Rb^{81}+Rb^{82}$	6 час	—	—	~87	—	Среднее ~90	[7]
Br^{76}	17,2 час	1,03	1,1	20	—	—	
Br^{75}	1,6 час	1,2	1,1	~15	19	—	
Se^{73}	6,7—7,1 час						
	7,1 час	1,2	1,18	40	32	37	[8]
Ga^{66}	9,4 час	—	—	~30	20	36	[7]
Cu^{61}	3,3 час	—	—	32	21	32	[7]
Cu^{64}	12,8 час	—	—	46	—	42	[7]

Таким образом, описываемая методика оказывается вполне пригодно для работы в широкой области элементов, вплоть до редких земел Она вполне удовлетворяет сформулированным выше требованиям и успеш но конкурирует с другими методами абсолютного счета актов K-захват От других методов ее выгодно отличает простота аппаратуры и надеж ность идентификации излучения. При регистрации X-лучей с помощь пропорциональных или сцинтилляционных счетчиков необходима громозд кая радиотехническая аппаратура.

Недостаток метода — малый телесный угол анализатора, — возможно будет устранен последующим усовершенствованием аппаратуры. Друго недостаток — неразличимость мягких γ-квантов и X-лучей при близки энергиях — свойственен и другим методикам. Однако этот недостато не так уж серьезен. Испускание мягких γ-квантов наблюдается не часто а случаи близких энергий X- и γ-лучей еще более редки.

Следует сказать в заключение, что хотя разрабатываемая аппаратур не предназначается для работы с тяжелыми элементами, применение е в этой области не будет бесполезным. Здесь малая эффективность реги страции K-излучения будет в некоторой степени компенсирована почт 100%-ной регистрацией L-излучения. Дело в том, что примерно с Н ($Z = 72$) и выше длина волны рентгеновских лучей, испускаемых пр заполнении L-оболочки, оказывается такой же, как и длина волны K-из лучения у легких элементов. Поэтому такой аппаратурой можно регист рировать захват орбитального электрона и у тяжелых ядер, правда, с значительно меньшей эффективностью, из-за того, что интенсивност L-излучения в четыре раза меньше, чем K-излучения.

Лаборатория ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований

Цитированная литература

1. Курчатов Б. В., Мехедов В. Н., Борисова Н. И., Кузнецов М. Я., Курчатова Л. Н., Чистяков Л. В., Труды сессии Академи наук СССР по мирному использованию атомной энергии.—Изд. АН СССР, М., 195
2. Мехедов В. Н., Диссертация, 1954.
3. Compton A., Allisson S., X-ray in theory and experiment.—New-York, 193
4. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений.—М., 1950.
5. Gray P. R., Phys. Rev., 101, 1306 (1956).
6. Джелепов Б. С., Кудрявцева А. В., ЖЭТФ, 19, 761 (1949).
7. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Д., Таблица изотопов.—ИЛ М., 1956.
8. Scott F. R., Phys. Rev., 84, 659 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. К. ПЕКЕР

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ СКАЧКОВ РАВНОВЕСНОЙ ФОРМЫ ЯДЕР

Ядра с $A = 150$—190 имеют эллипсоидальную равновесную форму]. Равновесная форма зависит от степени заполнения ядерных оболо-ек и, следовательно, от числа нейтронов и протонов в ядре. В настоя-ее время установлено, что превращение равновесной формы из сфери-еской в эллипсоидальную происходит при переходе от ядер с числом ейтронов $N = 88$ к ядрам с $N = 90$. Это превращение легко заметить, ибо вменение N $88 \div 90$ сопровождается значительным изменением энергии ервого коллективного уровня, сечения кулоновского возбуждения и ероятности электрических γ-переходов, квадрупольных моментов и изо-опического смещения спектральных линий [2, 3] (рис. 1).

В ядрах с другим числом нейтронов такого резкого изменения ядерных войств никогда не наблюдается. Поэтому при попытках установить за-исимость равновесной формы от Z (в ядрах с $A = 150$) и от Z и N (в яд-ах с $A = 190$) возникали трудности, и значения Z и N, при которых про-сходит ее изменение, до сих пор точно не установлены.

Целью настоящей заметки является выяснение роли протонов и ней-онов в отдельности в процессе превращения равновесной формы, а кже установление значений N и Z, при которых происходит это пре-ращение.

Для определения границ области деформированных ядер обратим имание на то, что основным признаком той или иной равновесной ормы является характер возбужденных уровней, коллективных и одно-астичных. В эллипсоидальных ядрах низкие коллективные уровни всегда вляются ротационными, а одночастичные уровни в ядрах с нечетным описываются схемой Нильсона для аксиально-симметричного потенци-ла [4]. В сферических же ядрах нижние коллективные уровни в боль-инстве случаев — вибрационные (кроме ядер с заполненной оболочкой), одночастичные должны описываться в рамках схемы Майер для сфери-ски симметричного потенциала. Ротационные уровни в таких ядрах не огут быть возбуждены. Поэтому в дальнейшем о равновесной форме дра мы будем судить исключительно по свойствам основного и возбуж-енных состояний. Рассмотрим особенности изменения равновесной формы близи ядер с $A = 150$. Выше уже отмечалось, что влияние нейтронов есь очень велико. В ядрах, где равновесная форма определяется ейтронами ($N \leqslant 88$ и $N \geqslant 90$), влияние протонов почти незаметно. На ис. 2 изображена зависимость потенциала ядра от параметра деформации $\approx \Delta R/R$. Ядра с Z = 60, 62 и 64 могут быть как сферическими $_{60}Nd^{148}_{88}$; $_{62}Sm^{150}_{88}$; $_{64}Gd^{152}_{88}$), так и эллипсоидальными ($_{60}Nd^{150}_{90}$; $_{62}Sm^{152}_{90}$; $_{64}Gd^{154}_{90}$).

Для того чтобы заметить влияние протонов, нужно выбрать такие словия, в которых под действием нейтронов ядро находилось бы в стоянии «безразличного» равновесия, которому соответствует кривая *III*. ожно ожидать, что в таких ядрах устойчивость равновесной формы ределяется протонами. Этим условиям удовлетворяют ядра с $N = 89$: Nd^{149}_{89}; $_{61}Pm^{150}_{89}$; $_{62}Sm^{151}_{89}$; $_{63}Eu^{152}_{89}$; $_{64}Gd^{153}_{89}$; и $_{65}Tb^{154}_{89}$. Анализ нечетно-нечетных дер пока затруднен из-за наличия двух непарных частиц, за исключе-

нием Eu^{152} [5], вследствие чего мы остановимся только на ядрах с нечет ным A. Возбужденные уровни Nd^{149} и Gd^{153} до сих пор неизвестны, экспериментальные данные о γ-переходах в Sm^{151} [6] недостаточны дл построения правильной схемы уровней. Однако из анализа схем распад [7] можно оценить спины и четность и основных состояний, причем у $_{60}Nd^{1}$ и $_{62}Sm^{151}$ они равны $^9/_2(^7/_2^-)$, а у $_{64}Gd^{1}$ $^3/_2^+$. Сопоставляя эти данные со схе мой уровней Майер и Нильсона, легк видеть, что в первых двух случаях о новные состояния описываются схемо Майер как $h_{9/2}$(или $f_{7/2}$), а основное со стояние Gd^{153} описывается только схе мой Нильсона. Поэтому можно думат что изменение равновесной формы по действием протонов происходит пр переходе от ядер с $Z = 62$ к ядрам $Z = 64$. Ядро с $Z = 63$ и $N = 89$ (Eu^{15} находится в состоянии «безразличного равновесия как по числу нейтронов так и по числу протонов.

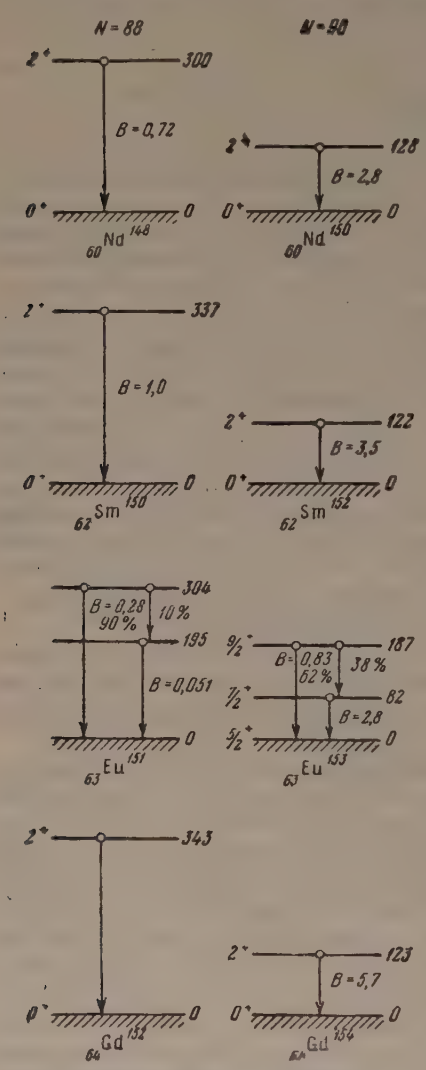


Рис. 1. Схемы нижних коллективных уровней ядер с 88 и 90 нейтронами: B — приведенная вероятность их кулоновского возбуждения

Обратимся теперь к ядрам с $A \approx 190$ в которых происходит обратный перехо от эллипсоидальной формы к сферическ ской.

В этих ядрах равновесная форм может быть определена только по ха рактеру возбужденных уровней, ибо та кие свойства, как энергия первого кол лективного уровня (рис. 3), сечение ку лоновского возбуждения и др., здесь ме няются сравнительно медленно и плав но, не испытывая заметных скачков Скачок при переходе от $Z = 76$ (Os) $Z = 78$(Pt) проявляется значительн резче, чем при переходе от $N = 11$ (Os^{190}) к $N = 116$ (Os^{192}). Имеющиеся нашем распоряжении экспериментал ные данные о спектрах четно-четны ядер [7] недостаточны для точного оп ределения граничных значений N и Z Известно только, что в $_{78}Pt^{192}_{114}$ нижни уровни имеют вибрационный характе В Os^{190} и Os^{192} наблюдалось больш количество γ-переходов. Пользуясь да ными об их энергиях, в каждом сл чае можно построить несколько схе распада, в частности для Os^{190} мож построить систему ротационных, а для Os^{192} — систему вибрационны уровней [7]. В Os^{186} и Os^{188} известны только первые уровни 2^+. Втор уровни 4^+ с определенной энергией возбуждения, которые доказ вали бы наличие ротационной полосы, в этих ядрах до сих пор не на дены.

В связи с указанными трудностями нельзя сделать вполне определе ных заключений о границах области деформированных ядер. Можно тол ко предположить, что превращение равновесной формы, по-видимом имеет место при $Z = 76$—78, $N = 114$—116. Для более точного оп ределения граничных значений Z и N привлечем данные о ядрах с нече

ным A: $_{76}Os^{91}_{115}$ и $_{77}Ir^{191}_{114}$ [7], которые представлены на рис. 4. Мультипольность изомерных переходов в обоих ядрах и характер β^--распада Os^{191} однозначно определяют значение спинов и четности уровней, указанные на рисунке. Легко видеть, что уровни Os^{191} описываются только схемой Нильсона и, следовательно, это ядро имеет эллипсоидальную равно-

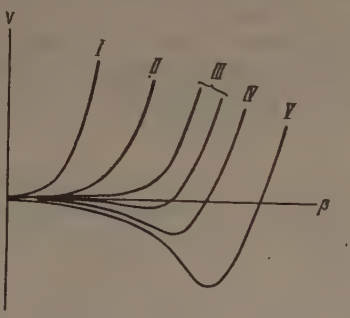


Рис. 2

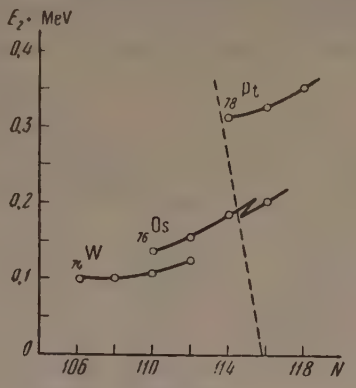


Рис.

Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии ядра от параметра равновесной деформации. Кривые I—V схематически иллюстрируют поведение энергетической поверхности по мере удаления от заполненной оболочки

Рис. 3. Зависимость энергии первого уровня четно-четных ядер 2^+ от числа нейтронов в ядре ($A \approx 190$). Штриховая линия разделяет области с ротационной и вибрационной структурой нижних возбужденных уровней. Ее наклон отражает зависимость равновесной формы от числа протонов в ядре

весную форму. Попытки применить схему Нильсона к нижним уровням Ir^{191} оказываются неудачными, ибо эта схема не описывает уровень 129 keV $^5/_2{}^+$. Делались предположения, что уровень 129 keV — ротационный и, следовательно, не может описываться схемой Нильсона. Однако в этом случае при кулоновском возбуждении должен был бы наблюдаться второй ротационный уровень 310 keV ($^7/_2{}^+$). Опыт показывает, что такого уровня в Ir^{191} нет, а возбуждается уровень со значительно большей энергией (350 keV).

Раз в Ir^{191} нельзя возбудить ротационных уровней, это ядро должно быть сферическим. Такой вывод подтверждается и тем, что все нижние уровни Ir^{191} удается описать в рамках схемы Майер как одночастичные дырочные уровни $s_{1/2}$ $d_{5/2}$, $h_{11/2}$, $g_{7/2}$. Приведенные соображения о равновесной форме Os^{191} и Ir^{191} совместно с данными для четно-четных ядер позволяют указать точные значения N и Z, при которых происходит превращение эллипсоидальной формы в сферическую: $Z=76$—78 и $N=114$—116. Нетрудно заметить, что в отличие от ядер с $A\approx150$ в ядрах с $A\approx190$ влияние протонов на равновесную форму ядра сравнимо с влиянием нейтронов и даже несколько больше. Достаточно, например, к Os^{190} прибавить один протон (Ir^{191}), чтобы изменилась равновесная форма, в то время как прибавление одного нейтрона ее не меняет (Os^{191}). Слабая зависимость равновесной формы от Z в начале области деформированных ядер и ее значительное усиление в конце области, по-видимому, связаны с оболочечной структурой ядра. Хотя при переходе через граничные значения N и Z параметр равновесной деформации $\beta \approx \Delta R/R$ обращается в нуль (рис. 5), деформирующее действие протонов и нейтронов, пропорциональное их числу на незаполненных оболочках, сравнительно мало меняется, Отсюда непосредственно следует, что такие коллективные

свойства ядра, как энергия первого коллективного уровня 2^+, сечение кулоновского возбуждения и др. (за исключением структуры уровней) при заполнении уровней протонами и нейтронами должны меняться сравнительно медленно и плавно, не испытывая заметных скачков даже при изменении равновесной формы. Именно так ведут себя ядра с $A \approx 190$, где в момент скачка равновесной формы протонная и нейтронная оболочки сравнительно далеки от заполнения ($Z = 76—78$, $N = 114—116$).

Изменение равновесной формы в ядрах с $A \approx 150$ происходит при других условиях. Особенностью этих ядер является то, что в них

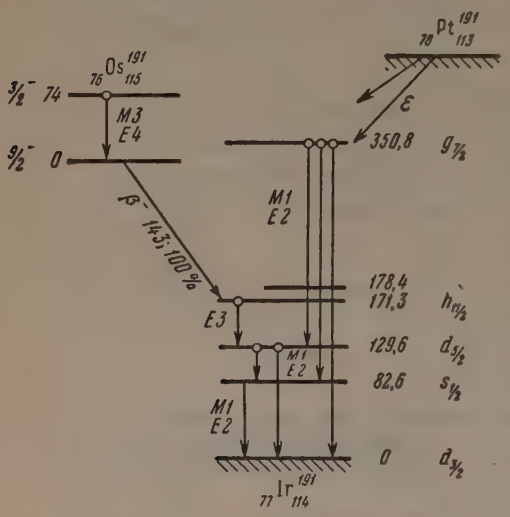


Рис. 4

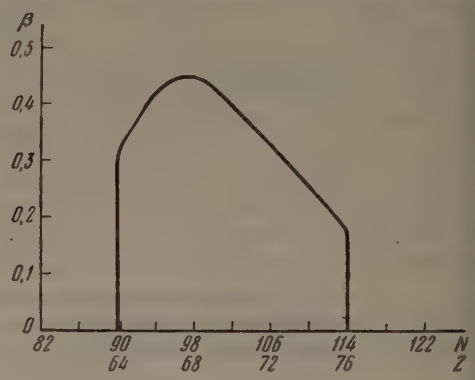


Рис. 5

Рис. 4. Схемы уровней Ir^{191} и Os^{191}

Рис. 5. Зависимость параметра равновесной деформации от числа нейтронов или протонов в ядре ($A = 132—208$). В ядрах с $N \leqslant 88$; $N \geqslant 116$; $Z < 60$ и $Z \geqslant 78$, $\beta = 0$. Ядра с $N = 89; 114, 115$ и $Z = 60—64$ и $Z = 76—77$ могут иметь $\beta \approx 0$ либо $\beta \approx 0{,}2$

протоны почти полностью заполняют уровни $g_{7/2}$ и $d_{5/2}$, составляющие четко выраженную подоболочку $Z = 64$ и, следовательно, почти не принимают участия в поляризации ядра. Нейтроны же начинают заполнять новую оболочку, и их деформирующее действие при $N = 84$ и $N = 86$, еще очень малое, при дальнейшем увеличении числа нейтронов быстро возрастает. Это непосредственно приводит к быстрому изменению таких коллективных свойств, как энергии первого уровня 2^+, сечение кулоновского возбуждения, квадрупольные моменты и др. Это изменение при переходе от $N = 88$ к $N = 90$ настолько велико, что мы воспринимаем его как резкий скачок, присущий только моменту превращения равновесной формы.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность Л. А. Сливу и Б. С. Джелепову за детальное обсуждение работы.

Библиотека Академии наук СССР
им. М. Горького

Цитированная литература

1. Bohr A., Mottelson B., Dan Mat. Fys. Medd., 27, *16* (1953); Dan Mat. Fys. Medd., 30, *1* (1955).
2. Ford K., Phys. Rev., 95, 1250 (1954).
3. Heydenburg N. P., Temmer G. M., Phys. Rev., 104, 981 (1956).
4. Nilsson S. G., Dan. Mat. Fys. Medd., 29, *16* (1955).
5. Пекер Л. К., ЖЭТФ, 32, *6* (1957).
6. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, 1957.
7. Davis R. H., Divatia A. S., Lind D. A., Moffat R. D., Phys. Rev., 103, 1801 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. К. ПЕКЕР

СПИНЫ И ЧЕТНОСТЬ ДЕФОРМИРОВАННЫХ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

В деформированных ядрах состояние нуклона характеризуется квантовым числом Ω (проекцией полного момента нуклона j на ось симметрии ядра). В ядрах с нечетным A полный момент количества движения ядра в основном состоянии совпадает с моментом нечетного нуклона $I = \Omega$.

В нечетно-нечетных деформированных ядрах, где есть два непарных нуклона, полный момент ядра определяется выражением (1): $I_{1,2} = |\Omega_p \pm \Omega_n|$ [1]. В настоящее время нельзя заранее указать, какой знак соответствует основному состоянию, однако в ядре есть состояния, отвечающие обоим знакам этого выражения. Для определения I необходимо найти Ω_p и Ω_n. Использовать для этой цели схему Нильсона [2] нельзя, ибо для каждого конкретного значения Z и N эта схема дает два или даже три возможных значения Ω [3]. Такая неопределенность в выборе Ω приводила бы к еще большей неопределенности при вычислении спинов нечетно-нечетных ядер I_1 и I_2.

Для того чтобы обойти эти трудности, предположим, что нейтронные и протонные уровни в деформированных ядрах заполняются независимо друг от друга, так что добавление одного или нескольких нейтронов не изменяет состояния протонов и наоборот (при условии, что параметры деформации рассматриваемых ядер приблизительно одинаковы). Нуклонные уровни в нечетно-нечетных ядрах будут в таком случае заполняться в том же самом порядке, что уровни соседних ядер с нечетным A.

Отметим, что эта гипотеза заведомо несправедлива вблизи границ области деформированных ядер, где добавление даже одного нуклона ведет к значительному изменению деформации и, следовательно, к изменению порядка заполнения нуклонных уровней.

Учитывая последнюю оговорку, найдем I_1 и I_2, используя в качестве Ω_p и Ω_n известные из опыта значения спинов деформированных ядер с нечетным A в области $A \approx 24$, $A = 150-190$ и $A > 222$ (табл. 1). В табл. 2 теоретические значения I_1 и I_2 сопоставлены с экспериментальными данными о спинах и четности основных состояний нечетно-нечетных ядер, найденными из анализа схем распада. Как видно из табл. 2, у двух ядер — Eu^{154} и Ir^{192} — наблюдается серьезное расхождение.

Объяснить аномальное значение спина Eu^{154} (3) в настоящее время трудно, однако следует заметить, что это ядро вплотную примыкает к границе области деформированных ядер, и в нем возможно изменение порядка заполнения нуклонных уровней. Этот эффект особенно отчетливо виден в Eu^{152}, где Ω_p, по-видимому, равно $^3/_2{}^\pm$ [16], а не $^5/_2{}^+$, как у Eu^{153}.

Из таблицы видно также, что формулой (1) не описывается спин основного состояния Ir^{192}. Такое расхождение легко понять, ибо ядра с $A = 192$ имеют сферическую равновесную форму и, следовательно, к ним нельзя применить эту формулу.

Хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений спинов и четности подтверждает гипотезу о независимости заполнения нейтронных и протонных уровней и об одинаковом порядке заполнения нуклонных уровней в соседних ядрах (с близкими параметрами деформации).

Таблица 2

Спины и четность деформированных нечетно-нечетных ядер [5, 7]

Ядро	Ω_p	Ω_n	$I=\lvert\Omega_p \pm \Omega_n\rvert$		$I_{\text{эксп.}}$ (основное состояние)	$I_{\text{эксп.}}$ (возбужденное состояние)
$_{11}Na^{22}_{11}$	$3/2^+$	$3/2^+$	3^+	0^+	3^+	
$_{11}Na^{24}_{13}$	$3/2^+$	$5/2^+$	4^+	1^+	4^+	1^+
$_{13}Al^{24}_{11}$	$5/2^+$	$3/2^+$	4^+	1^+	(4^+)	
$_{13}Al^{26}_{13}$	$5/2^+$	$5/2^+$	5^+	0^+	5^+	0^+
$_{63}Eu^{152}_{89}$	$(3/2^-)$		3^-	0^-		
$_{63}Eu^{154}_{91}$	$5/2^+$	$3/2^+$	4^-	1^-	3^-	1^-*
	$(3/2^-)$	$3/2^-$	(3^+)	(0^+)	3	
$_{63}Eu^{156}_{93}$	$5/2^+$	$3/2^-$	4^-	1^-	(4^-)	
$_{65}Tb^{156}_{91}$	$3/2^+$	$3/2^-$	3^-	0^-	(3)	$I_1-I_2\geqslant 3$
$_{65}Tb^{160}_{95}$	$3/2^+$	$5/2^-$	4^-	1^-	4^-	
$_{67}Ho^{160}_{93}$	$7/2^-$	$3/2^-$	5^+	2^+	(5)	$I_1-I_2\geqslant 3$
$_{67}Ho^{164}_{97}$	$7/2^-$	$5/2^-$	6^+	1^+	>5	1^+
$_{67}Ho^{166}_{99}$	$7/2^-$	$7/2^+$	7^-	0^-	0^-	$\geqslant 6$
$_{69}Tu^{166}_{97}$	$1/2^+$	$5/2^-$	3^-	2^-	(3)	
$_{69}Tu^{170}_{101}$	$1/2^+$	$1/2^-$	1^-	0^-	1^-	
$_{69}Tu^{172}_{103}$	$1/2^+$	$5/2^-$	3^-	2^-	(2)	
$_{71}Lu^{176}_{105}$	$7/2^+$	$7/2^-$	7^-	0^-	$(\geqslant 7^-)$	$1\ (0)^-$
$_{73}Ta^{180}_{107}$	$7/2^+$	$9/2^+$	8^+	1^+	>6	$1\pm$
$_{73}Ta^{182}_{109}$	$7/2^+$	$1/2^-$	4^-	3^-	3, 4	6,7, (4,3)
$_{73}Ta^{186}_{113}$	$7/2^+$	$3/2^-$	5^-	2^-	(2^-)	
$_{75}Re^{186}_{111}$	$5/2^+$	$3/2^-$	4^-	1^-	1^-	
$_{75}Re^{188}_{113}$	$5/2^+$	$3/2^-$	4^-	1^-	1^-	4
$_{75}Re^{190}_{115}$	$5/2^+$	$9/2^-$	7^-	2^-	(>5)	
$_{77}Ir^{188}_{111}$	$3/2^+$	$3/2^-$	3^-	0^-	3^-	
$_{77}Ir^{190}_{113}$	$3/2^+$	$3/2^-$	3^-	0^-	(3)	$\geqslant 8^+$
$_{77}Ir^{192}_{115}$	$3/2^+$	$9/2^-$	6^-	3^-	4, 5	7, 8**
$_{89}Ac^{228}_{139}$	$3/2^+$	$5/2^-$	4^-	1^-	$1^-(2^-)$	
$_{89}Ac^{230}_{141}$	$3/2^+$	$5/2^-$	4^-	1^-	1^+	
$_{91}Pa^{228}_{137}$	$3/2^-$	$(5/2^+)$	4^-	1^-	$1^-(2^-)$	
$_{91}Pa^{230}_{139}$	$3/2^-$	$5/2^-$	4^+	1^+	1^+	
$_{91}Pa^{232}_{141}$	$3/2^-$	$5/2^-$	4^+	1^+	1^+	
$_{91}Pa^{234}_{143}$	$3/2^-$	$7/2^-$	5^+	2^+	(5)	1^-, 2^+***
$_{93}Np^{236}_{143}$	$5/2^+$	$7/2^-$	6^-	1^-	>5	1^-
$_{93}Np^{238}_{145}$	$5/2^+$	$1/2^+$	3^+	2^+	3^+	
$_{93}Np^{240}_{147}$	$5/2^+$	$5/2^+$	5^+	0^+	$0{,}1^{\pm}$	$>4^{\pm}$
$_{85}Am^{242}_{147}$	$5/2^-$	$5/2^+$	5^-	0^-	$\geqslant 5^-$	$1{,}0^-$

* Изомерное состояние Eu^{152} ($T = 9{,}2$ часа) может иметь сферическую равновесную форму [4].

** Ir^{192} — сферическое ядро, спины его основного и изомерного состояния не должны описываться выражением $|\Omega_p \pm \Omega_n|$.

*** Уровень Pa^{234} 1^- может возникнуть при переходе нейтрона на первый уровень $\Omega_n = {}^1/_2{}^+$ (в U^{235} основное состояние ${}^7/_2{}^-$, а уровень ~ 3 keV ${}^1/_2{}^-$). Тогда $I = |\Omega_p \pm \Omega_n| = |{}^3/_2 \pm {}^1/_2| = 2$ или 1.

Таблица 1

Экспериментальные значения спинов и четности ядер с нечетным A [3, 4]

Ядро	Спин и четность	Ядро	Спин и четность	Ядро	Спин и четность
$_{63}Eu^{153}$	$5/2^+$	$_{64}Gd^{153}_{89}$	$3/2^{\pm}$	$_{74}W^{183}_{109}$	$1/2^-$
$_{65}Tb^{159}$	$3/2^+$	$_{64}Gd^{155}_{91}$	$3/2^-$	$_{74}W^{185}_{111}$	$3/2^-$
$_{67}Ho^{165}$	$7/2^-$	$_{64}Gd^{157}_{93}$	$3/2^-$	$_{76}Os^{189}_{113}$	$3/2^-$
$_{69}Tu^{169}$	$1/2^+$	$_{66}Dy^{161}_{95}$	$5/2^-$	$_{76}Os^{191}_{115}$	$9/2^-$
$_{71}Lu^{175}$	$7/2^+$	$_{66}Dy^{163}_{97}$	$5/2^-$	$_{90}Th^{229}_{139}$	$5/2^+$
$_{73}Ta^{181}$	$7/2^+$	$_{68}Er^{167}_{99}$	$7/2^+$	$_{92}U^{233}_{141}$	$5/2^+$
$_{75}Re^{185}$	$5/2^+$	$_{70}Yb^{171}_{101}$	$1/2^-$	$_{92}U^{235}_{143}$	$7/2^-$
$_{75}Re^{187}$	$5/2^+$	$_{70}Yb^{173}_{103}$	$5/2^-$	$_{94}Pu^{239}_{145}$	$1/2^+$
$_{89}Ac^{227}$	$3/2^+$	$_{72}Hf^{177}_{105}$	$7/2^-$	$_{96}Cm^{243}_{147}$	$5/2^+$
$_{91}Pa^{231}$	$3/2^-$	$_{72}Hf^{179}_{107}$	$9/2^+$		
$_{93}Np^{237}$	$5/2^+$				
$_{95}Am^{241}$	$5/2^-$				
$_{95}Am^{243}$	$5/2^-$				

Это позволяет выбрать значение Ω_p и Ω_n по непосредственно измеренным спинам ядер с нечетным A и в дальнейшем пользоваться только этими табличными значениями (табл. 3).

Возможность однозначного выбора Ω_p и Ω_n подтверждается также данными о спинах и четности, полученными из анализа схем распада нестабильных ядер с нечетным A. В тех случаях, когда их удается оценить, наиболее вероятные экспериментальные значения спинов и четности совпадают с табличными значениями Ω (табл. 4).

В двух ядрах — Np^{239} и Os^{187} [10] — непосредственно измеренные значения спина $^1/_2$ не совпадают с табличными значениями, равными $^5/_2{}^+$ и $^3/_2{}^{\pm}$ — соответственно. В отношении Np^{239} уже давно обращалось внимание на несовместимость опытного значения спина $^1/_2$ с другими свойствами ядра. Характер α-распада Am^{243} [11], β-распада Np^{239} [12], мультипольность γ-переходов в Np^{239} и особенно структура ротационных уровней резко противоречат значению спина $^1/_2$ и указывают на значение $^5/_2$.

В Os^{187} при распаде Ir^{187} [13], по-видимому, возбуждается уровень 135 keV. Его энергия совпадает с энергией первого ротационного уровня Os^{187}, вычисленной в предположении, что спин основного состояния Os^{187} равен $^3/_2$ и момент инерции совпадает с моментами инерции соседних четно-четных ядер.

Поэтому можно думать, что спины Np^{239} и Os^{187} в действительности равны не $^1/_2$, а $^5/_2{}^+$ и $^3/_2{}^-$ соответственно, что полностью совпадает с табличными значениями.

В свете изложенных данных придется пересмотреть схемы распада некоторых тяжелых изотопов. В качестве примеров, иллюстрирующих необходимость такого пересмотра, можно привести схемы распада Th^{231} и Th^{233}. Из имеющейся в литературе схемы распада [14, 15] следует, что спин Th^{231} равен $^7/_2$, в то время как табличное значение Ω_n для $N = 141$ равно $^5/_2$. В пользу значения спина $^5/_2$ указывают также последние данные о α — γ-угловой корреляции в α-распаде U^{235} [16], которые исключают возможность спина $^7/_2$.

В случае Th^{233} табличные значения Ω в исходном и конечном ядрах требуют, чтобы β-распад шел только на возбужденные уровни Pa^{233},

ибо распад на основное состояние двукратно запрещен, в то время как $\lg \tau f = 5{,}9$. Однако интенсивность наблюденных в последнее время [9] γ-переходов несовместима с этим требованием.

Таблица 3

Табличные значения Ω_p и Ω_n

Z	Ω_p	N	Ω_n	Z	Ω_p	N	Ω_n
11	3/2+	11	3/2+	77	3/2+	105	7/2−
13	5/2+	13	5/2+			107	9/2+
63	$(3/2^{\mp})$	89	$3/2^{\pm}$			109	1/2−
	5/2+	91	3/2−			111	3/2−
65	3/2+	93	3/2−			113	3/2−
67	7/2−	95	5/2−			115	9/2−
69	1/2+	97	5/2−	89	3/2+	139	5/2−
71	7/2+	99	7/2+	91	3/2−	141	5/2−
73	7/2+	101	1/2−	93	5/2+	143	7/2−
75	5/2+	103	5/2−	95	5/2−	145	1/2+
				99	(7/2−)	147	5/2+

Возможно, что интенсивные γ-линии находятся в мягкой части спектра и маскируются другими видами излучения.

Таблица 4

Спины и четность ядер с нечетным A (A=150—190), полученные из анализа схем распада [7]

Ядро	Спин и четность	Ядро	Спин и четность
$_{62}Sm^{153}_{91}$	3/2−	$_{71}Lu^{173}_{102}$	7/2+
$_{63}Eu^{155}_{92}$	5/2+	$_{71}Lu^{177}_{106}$	7/2+
$_{64}Gd^{153}_{89}$	$3/2^{\pm}$	$_{72}Hf^{173}_{101}$	1/2−
$_{64}Gd^{159}_{95}$	(5/2−)	$_{72}Hf^{175}_{103}$	5/2−
$_{65}Tb^{161}_{90}$	3/2+	$_{72}Hf^{181}_{109}$	1/2−
$_{66}Dy^{165}_{99}$	7/2+	$_{73}Ta^{179}_{106}$	7/2+
$_{67}Ho^{161}_{94}$	(7/2−)	$_{73}Ta^{183}_{110}$	7/2+
$_{67}Ho^{167}_{100}$	7/2−	$_{74}W^{179}_{105}$	$7/2^{\pm}$
$_{68}Er^{165}_{97}$	(5/2−)	$_{74}W^{181}_{107}$	9/2+
$_{68}Er^{169}_{101}$	1/2−	$_{74}W^{185}_{111}$	3/2−
$_{68}Er^{171}_{103}$	5/2−	$_{74}W^{187}_{113}$	3/2−
$_{69}Tm^{167}_{98}$	1/2+	$_{75}Re^{183}_{108}$	5/2+
$_{69}Tm^{171}_{102}$	1/2+	$_{76}Os^{185}_{109}$	1/2−
$_{70}Yb^{169}_{99}$	7/2+	$_{76}Os^{191}_{115}$	9/2−
$_{70}Yb^{175}_{105}$	7/2−		
$_{70}Yb^{177}_{107}$	9/2+		

Рассмотрим вопрос о спинах и четности нижних возбужденных уровней деформированных нечетно-нечетных ядер. Выше уже указывалось, что в таких ядрах должны быть два класса состояний: с $I_1 = |\Omega_p \pm \Omega_n|$ и $I_2 = |\Omega_p - \Omega_n|$. Энергии уровней I_1 и I_2 отличаются на величину порядка вращательной энергии [1]. Поскольку эта энергия обычно меньше энергии возбуждения одночастичных уровней, следует ожидать, что если основное состояние имеет спин I_1, то первое возбужденное — имеет спин I_2. В последнем столбце табл. 2 представлены экспериментальные данные о спинах и четности первого (или первых двух) возбужденного уровня. Из таблицы видно, что в большинстве случаев они согласуются либо с I_1, либо с I_2.

Даже в тех случаях, когда имеющиеся экспериментальные данные не позволяют оценить спины, имеются косвенные указания на то, что основное состояние и первый возбужденный уровень деформированных нечетно-нечетных ядер являются членами дублета $I = |\Omega_p + \Omega_n|$. В этих ядрах почти всегда выполняется условие $\Delta I = |I_1 - I_2| \geqslant 3$ и, следовательно, часто должны встречаться изомерные состояния. Этот качественный вывод хорошо подтверждается опытными данными. Известно, что изомерные состояния в деформированных нечетно-нечетных ядрах встречаются значительно чаще, чем в сферических ядрах [5, 7].

Однако в тяжелых ядрах велика плотность нуклонных уровней, и в некоторых случаях расстояние между ними заведомо меньше вращательной энергии. В частности, по имеющимся данным [17], первый одночастичный возбужденный уровень U^{235} $^1/_2{}^+$ удален от основного состояния $^7/_2{}^-$ всего на 3 keV. Поэтому следует ожидать, что в некоторых ядрах между уровнями — членами дублета со спинами I_1 и I_2 окажется один или два уровня, связанные с возбуждением одного из непарных нуклонов. Этим можно объяснить расхождение представленных в таблице теоретических и экспериментальных значений спина первого возбужденного уровня. Причина этого расхождения особенно наглядно видна на примере Pa^{234}, имеющего одинаковое с U^{235} число нейтронов ($N = 143$). В этом ядре дублет со спинами 5^+ и 2^+ составляет основное состояние и второй возбужденный уровень 60 keV [7].

Первый уровень Pa^{234} 40 keV (1^-) может возникнуть при возбуждении 143-го нейтрона на нижний одночастичный уровень $\Omega_n = {}^1/_2{}^-$. Спин такого уровня $I = |\Omega_p \pm \Omega_n|$ может быть равен 1^-, либо 2^-, что совпадает с экспериментальным значением.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность К. Я. Громову, Б. С. Джелепову и Л. А. Сливу за детальное обсуждение работы.

Библиотека Академии наук СССР
им. А. М. Горького

Цитированная литература

1. Bohr A., Mottelson B., Kgl. Danske Videnskab. Selskab; Mat. Fys. Medd., 27, *16* (1953).
2. Nilsson S. G. Kgl. Danske Videnskab. Selskab; Mat. Fys. Medd , 29, *16* (1955).
3. Mottelson B. R., Nilsson S. G. Phys. Rev., 99, 1615 (1955).
4. Пекер Л. К., ЖЭТФ, 32, *6* (1957).
5. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— ИЛ, М., 1956.
6. Conway J. G.. Mc—Laughlin R. D., Phys. Rev , 96, 54 (1954).
7. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН. СССР, М., 1957.
8. Kedzie R. W., Abraham M., Jeffries C. D., Bull. Am. Phys. Soc., 1, 390 (1956).
9. Wagner F., Friedman M. S., Engelkemeir D., Huizenga J. R., Phys. Rev., 89, 502 (1953).
10. Murakawa K., NSA, 9, *24*B (1955); 10, *12*B (1956).
11. Stephens F., Hummel J., Asaro F., Perlman I., Bull. Am. Phys. Soc., 29, *8*, 13 (1954).
12. Hollander J. M., Smith W. G., Mihelich J. W., Phys. Rev., 102, 740 (1956).
13. Smith W. G., Hollander J. M., Phys. Rev., 98, 1258 (1955).
14. Mise J. P., Starner J. W., Bull. Am. Phys. Soc., 1, *4*, 171 (1956).
15. Strominger D., Rasmussen J. O., Phys. Rev., 100, 844 (1955).
16. Филимонов Ю. И., Петров Г. А., Тезисы VII Совещания по ядерной спектроскопии, 1957.
17. Новикова Г. И., Кондратьев Л. Н., Соболев Ю. П., Гольдин Л. Л., Тезисы VII Совещания по ядерной спектроскопии, 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. С. ВИЛЬДГРУБЕ, А. П. ЖАРКОВ и Е. Д. ТЕТЕРИН

АМПЛИТУДНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВОГО ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ

Введение

До сих пор считалось, что на жалюзном фотоумножителе нельзя получить короткие времена нарастания импульсов тока. Эта точка зрения была основана на исследованиях временны́х характеристик существующих в настоящее время типов жалюзных фотоумножителей.

Однако при рассмотрении разброса времен пролета электронов в умножительной системе фотоумножителя можно сделать следующее заключение. Наблюдаемый на выходе разброс времен пролета электронов складывается в основном из двух компонент: 1) разброса на промежутке фотокатод — первый динод и 2) разброса на остальной умножительной системе.

Наиболее существенна и «необратима» первая компонента. Она, наравне с неопределенностью времени появления 1-го или q-го фотоэлектрона с фотокатода, определяет разброс моментов начала соответствующих импульсов. Эту составляющую разброса времен пролета нельзя «исправить» никакими схемными решениями.

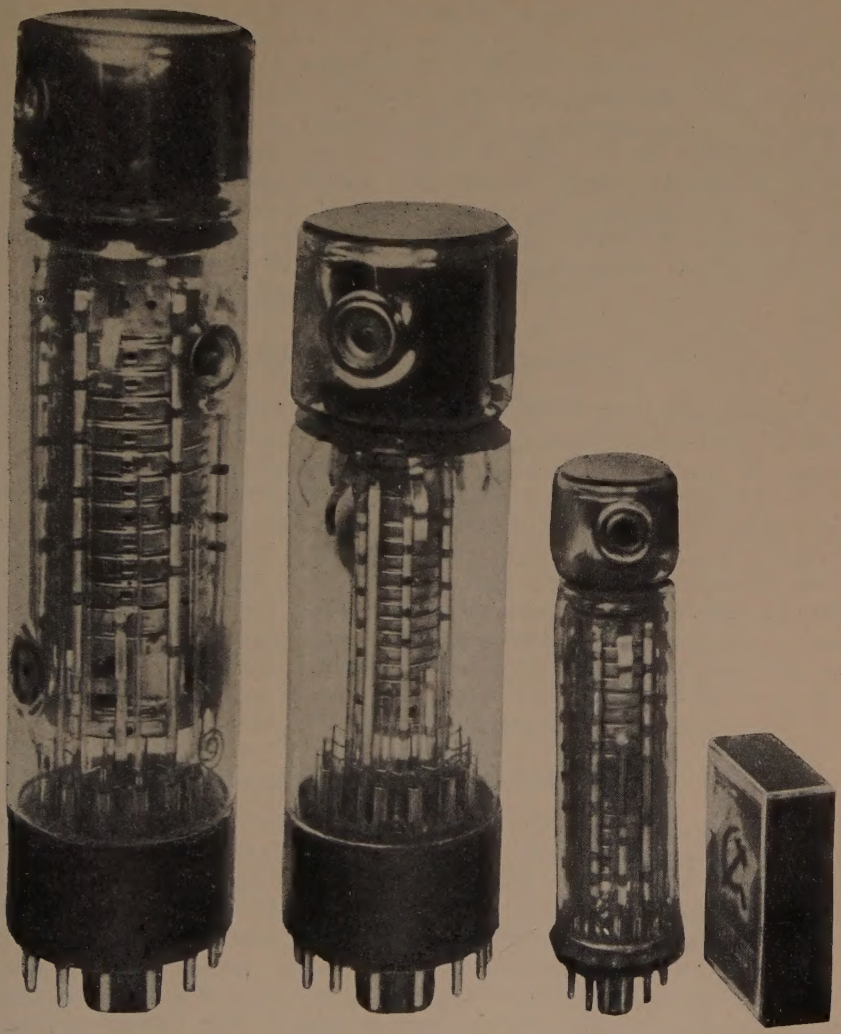
Вторая компонента «обратима» в том смысле, что при достаточном усилении умножителя можно использовать для измерений только начальную часть фронта нарастания импульса на выходе фотоумножителя (с помощью различных схемных решений).

Конечно, желательно, чтобы разброс времен пролета был минимальным и на умножительной системе фотоумножителя, но это требование не накладывает жесткого ограничения на возможное временное разрешение.

С точки зрения разброса времен пролета на первом промежутке даже ФЭУ-11 (ФЭУ-12) является вполне удовлетворительной системой. Так, уже при напряжении 400 V между фотокатодом и первым динодом наибольший разброс времен пролета фотоэлектронов с катода ф 50 мм на первый динод не превышает $3 \cdot 10^{-9}$ сек (по измерениям А. М. Бонч-Бруевича).

Однако сравнительно большое время нарастания импульса тока в системе умножения ФЭУ-11 (ФЭУ-12) не дает возможности реализовать (при недостаточном усилении умножителей) относительно хорошую временну́ю характеристику первого промежутка этих фотоумножителей.

Уже для фотоумножителей ФЭУ-11 (ФЭУ-12) было замечено, что с повышением напряжения (вплоть до 300 V на каскад) время нарастания выходного импульса тока уменьшается. Это свидетельствовало о том, что эффективность сбора вторичных электронов жалюзных каскадов этих типов ФЭУ не падала с повышением напряжения и близка к 100%. Ввиду указанного целесообразно было повысить градиент электрического поля между каскадами и уменьшить рабочую площадь каскадов для уменьшения временно́го разброса.



1 *2* *3*

Общий вид фотоумножителей ФЭУ-11 (*1*) и жалюзный ФЭУ с малогабаритной системой: с фотокатодом 50 мм (*2*) и фотокатодом 20 мм (*3*)